

文章编号:1004-4213(2010)10-1811-5

# 脉冲激光作用下的量子定位实验方案的设计及分析\*

李永放<sup>1</sup>,王兆华<sup>1</sup>,李百宏<sup>1</sup>,王蕾<sup>1</sup>,李军<sup>2</sup>,廖桂生<sup>2</sup>

(1 陕西师范大学 物理学与信息技术学院,西安 710062)

(2 西安电子科技大学 雷达信号处理国家重点实验室,西安 710071)

**摘 要:**基于量子相干和量子空间定位的原理,设计了量子空间定位的实验方案.讨论了在脉冲激光作用下,由第二类自发参量下转换所产生的纠缠光子对的光谱特征、对应的相干函数特点以及对量子定位的影响.结果表明,随着激光脉冲宽度的增加,纠缠光子对的相干性减小,量子定位的测量准确度降低.

**关键词:**量子定位;纠缠光子;脉冲激光;相干函数

**中图分类号:**0365; 0367; 4262E

**文献标识码:**A

**doi:**10.3788/gzxb20103910.1811

## 0 引言

全球定位系统(Global Positioning System, GPS)<sup>[1]</sup>不仅仅是一个在军事、交通方面的定位导航工具,而且是与人们日常生活密切相关的大众化科技产品.但随着各个学科对时间以及空间位置精确度的要求不断增加,现有的技术难以满足人们的需求.然而建立在牛顿力学和洛仑兹-麦克斯韦方程组及香农信息论的经典理论基础上的 GPS 技术,其发展有着不可逾越的极限,限制了进一步提高空间定位和时钟同步的准确度.因此导航定位技术的进一步发展必须有新的思路和方法,于是基于量子力学理论和量子信息论的量子定位、量子时钟同步技术便成为了新一代导航定位技术的理论基础.在这方面 Giovannetti 等人首先提出了量子定位系统(Quantum Positioning System, QPS)的概念,并且在理论上证明了利用双光子纠缠光子对以及量子压缩态实现提高定位准确度的设想<sup>[2-3]</sup>. Thomas B. Bahde<sup>[4]</sup>基于普通的 GPS 方法提出了量子定位的一个基本设计思想,但并没有考虑脉冲带宽对测量准确度的影响.而量子时钟同步最早是 Chuang 提出的<sup>[5]</sup>, Zhang 等人在文献<sup>[6]</sup>中实验验证量子时钟同步方案.文献<sup>[7]</sup>给出了一个同时进行时钟同步和方向对准的方案.同时在高准确度量子定位和时钟同步的研究中,纠缠光子对的非定域特征扮演了重要的角色<sup>[8-15]</sup>.目前,国内有关 GPS 的报道还很少,2009 年杨春燕<sup>[16]</sup>等人给出了影响干涉式量子定位系统最优星座的两个主要因素,但是关于宽带脉

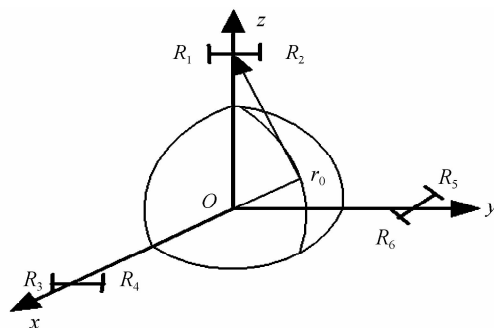
冲激光作用下的量子定位方案尚未见报道.

本文基于脉冲激光峰值功率高、易于产生非线性光学效应、抗干扰性强等优点,讨论了在宽频带脉冲激光作用下由第二类自发参量下转换所产生的相互垂直偏振纠缠光子对的光谱特征,分析了这种情况下相关函数和符合计数率的特征和对量子定位的影响.结果表明,随着激光脉冲宽度的增加,纠缠光子对的相干性减小,量子定位的测量准确度降低.所得结果对于量子定位的实验和理论研究具有很好的指导意义.

## 1 量子定位的基本原理及理论研究

### 1.1 基线建立及量子定位原理

假设被探测目标的坐标为  $r_0 = (x_0, y_0, z_0)$ ,且 QPS 的使用者固定不变.建立三个基线,它们分别对应着  $x, y, z$  三个方向.一个基线包含两个基点  $R_i$ ,可以写为  $R_i = (x_i, y_i, z_i), i = 1, 2, 3, \dots, 6$ ,如图 1(a).对于这三个坐标系统,时间是稳定的,并且与其它三个空间测量的时间是同步的.在测量过程中忽略了重力场以及大气的影晌,同时假定确定空间位置的三个坐标系统是封闭的不受其它因致影响.



(a) Special configuration of QPS

\* 国防预研基金(9140A24010607DZ0124)资助

Email: yfli@snnu.edu.cn

收稿日期:2009-09-10

修回日期:2010-03-19

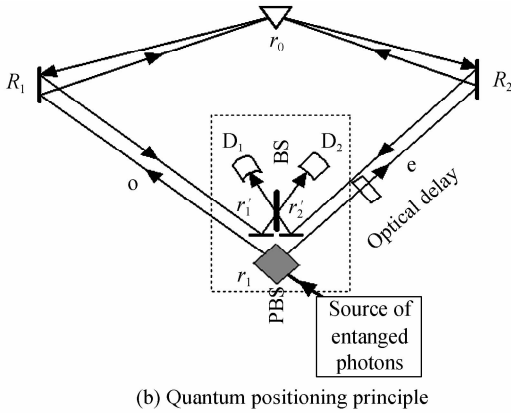


图1 量子定位系统原理

Fig.1 The principle diagram of QPS

完整的 QPS 由四个纠缠光子对组成,有四个分束器和四个双光子符合计数 Hong-Ou-Mandel (HOM)的干涉仪.三个干涉仪用来确定被测目标的空间位置,另一个用来确定时间,其中的一个基线如图 1(b).它包含有一个 PBS 分束器,将由晶体产生的纠缠光子对(o,e)经 PBS 后,分别沿两个方向传播.经过基线中的  $R_1$  和  $R_2$  到达被探测的位置  $r_0$  再分别反射到  $r'_1$  和  $r'_2$  反射镜.经过 BS 50:50 45°分束后传递给两个探测器  $D_1$  和  $D_2$ .最后信号由符合计数器处理. HOM 干涉仪和光源分别位于  $r_1$ 、 $r'_1$  和  $r'_2$ ,并且  $R_1$  和  $R_2$  的位置是精确已知.两个纠缠光子对经过被观测点一个循环后满足

$$\begin{cases} t_1 c = |r_1 - R_1| + 2|R_1 - r_0| + |r'_1 - R_1| \\ t_2 c = |r_1 - R_2| + 2|R_2 - r_0| + |r'_2 - R_2| + \\ (n-1)d + cDL/2 \end{cases} \quad (1)$$

$t_{1,2}$  是两个路径光的传播时间.  $DL$  是产生纠缠光子对的非线性晶体中两个光子传输速度的不同而产生的时间差( $DL$  的表示在后面有具体的说明),  $L$  是晶体的长度,  $c$  表示光速.  $(n-1)d$  是光学延迟系统对两边距离的补偿,也满足关系  $\delta\tau c = (n-1)d$  (其中的  $d$  是延迟器的长度),如果两边的距离相等则有  $t_1 = t_2$ ,式(1)中两个方程相等,且满足关系

$$|r_1 - R_2| + 2|R_2 - r_0| + |r'_2 - R_2| + (n-1)d + cDL/2 = |r_1 - R_1| + 2|R_1 - r_0| + |r'_1 - R_1| \quad (2)$$

若  $r_1$  位于中间位置,且  $r_1$  与  $r'_1$  和  $r'_2$  在同一系统中,如图中的虚线框中所示,即满足条件

$$|r_1 - R_2| + |r'_2 - R_2| = |r_1 - R_1| + |r'_1 - R_1|$$

进一步简化为

$$|R_2 - r_0| + (n-1)d + cDL/2 = |R_1 - r_0| \quad (3)$$

其它的两个基线系统有类同的表示.这样人们可以通过求解一组联立方程便可确定目标的空间位置.而测量与信号处理的过程由 HOM 干涉仪完成.

## 1.2 纠缠双光子波函数

由式(3)可知,确定了光学补偿的大小如何,可

确定被测目标的精确位置.利用 HOM 干涉仪完成对两路纠缠光子间的相干测量过程,便可测量到两个纠缠光子经过不同路径传播的时间差,从而可以确定两个事件的时间关系.

相干测量过程是利用纠缠双光子波函数求解两个光场间的相干性.依据非线性光学和量子理论,在脉冲泵浦激光作用下,共线第二类参量下转换所产生的纠缠双光子波函数为<sup>[12]</sup>

$$|\psi(t)\rangle = |0\rangle + Q \int d\omega_o \int d\omega_e \alpha(\omega_o + \omega_e)$$

$$\Phi(\omega_o, \omega_e) \hat{a}_o^+ (\omega_o) \hat{a}_e^+ (\omega_e) |0\rangle \quad (4)$$

式中,  $|0\rangle_j^+$  ( $\omega_j$ ) 是频率为  $\omega_j$ , 偏振方向为  $j$  的产生算符.  $Q$  是常数系数部分,  $|0\rangle$  表示真空态

$$\alpha(\omega_o + \omega_e) = \int d\omega_p e^{-i(\omega_p - 2\omega)^2 / \Delta\omega_p^2}$$

是泵浦光线型函数.  $\Phi(\omega_o, \omega_e)$  为相位匹配函数,也叫态函数的谱函数,表示为<sup>[12]</sup>

$$\Phi(\omega_o, \omega_e) = \frac{\sin \{ [k_o(\omega_o) + k_e(\omega_e) - k_p(\omega_o + \omega_e)] L/2 \}}{[k_o(\omega_o) + k_e(\omega_e) - k_p(\omega_o + \omega_e)] L/2} \quad (5)$$

式中  $L$  为产生纠缠光子的晶体长度,  $k_o(\omega_o)$ 、 $k_e(\omega_e)$  和  $k_p(\omega_o + \omega_e)$  分别是 o、e 光以及泵浦光的波矢量;这一函数表示相位匹配条件对纠缠光子对态函数的影响,也反映了泵浦光与纠缠光子对间的相关性.式(5)中的变量  $[k_o(\omega_o) + k_e(\omega_e) - k_p(\omega_o + \omega_e)] L/2$ , 反应的是三个光场间在晶体中的相位关系,它既包括了三个光场的传输方向的关系,也反映了三个光子的能量关系,是态函数的核心函数.只有当  $k_o(\omega_o) + k_e(\omega_e) - k_p(\omega_o + \omega_e) = 0$  时,  $\Phi(\omega_o, \omega_e)$  有最大值.不满足这一关系,函数很快变小.对于共线情况下,三个光子间满足动量守恒.但由于晶体的双折射以及色散效应会导致  $k_o(\omega) \neq k_e(\omega)$ , 从而会对相位匹配函数有较大的影响.

考虑介质的色散效应,波矢  $k_j$  ( $j = o, e$ ) 是  $\omega_j$  ( $j = o, e$ ) 的函数.在频率  $\omega$  ( $2\omega$  是泵浦光的中心频率)附近将  $k_j(\omega)$  按级数展开

$$k_p(\omega) = k_{p0} + (\omega - 2\omega) k'_j;$$

$$k_j(\omega) = k_{j0} + (\omega_j - \omega) k'_j \quad (j = o, e).$$

式中  $\nu_o = \omega_o - \bar{\omega}$ ,  $\nu_e = \omega_e - \bar{\omega}$ ,  $\nu_p = \omega_p - 2\bar{\omega}$ ,  $k'_j = \frac{1}{u_j}$  ( $u_j = u_o, u_e$  分别为 o 光和 e 光的群速度).考虑到中心频率满足关系  $k_{o0} + k_{e0} - k_{p0} = 0$ , 这样波函数中的相位匹配函数可以简化为

$$\begin{cases} \Phi(\omega_o, \omega_e) = \frac{\sin \left[ \left( \nu_p D_+ + \frac{\nu}{2} D \right) \frac{L}{2} \right]}{\left( \nu_p D_+ + \frac{\nu}{2} D \right) \frac{L}{2}} = \Phi(\nu, \nu_p) \\ \Phi(\omega_e, \omega_o) = \frac{\sin \left[ \left( \nu_p D_+ - \frac{\nu}{2} D \right) \frac{L}{2} \right]}{\left( \nu_p D_+ - \frac{\nu}{2} D \right) \frac{L}{2}} = \Phi(\nu_p, \nu) \end{cases} \quad (6)$$

式中,  $D=1/u_o-1/u_e$ ,  $DL$  的物理意义是  $o$  光和  $e$  光在晶体中传播的时间差.  $D_+=\frac{1}{2}\left(\frac{1}{u_o}+\frac{1}{u_e}\right)-\frac{1}{u_p}$ ,  $D_+L$  表示  $o$  光和  $e$  光在晶体中传播的平均时间与泵浦光传播的时间差,其大小、正负取决于晶体的性质. 其中,  $\nu=\nu_o-\nu_e$ ,  $\nu_p=\nu_o+\nu_e$ . 从式(6)可以看到,当  $\omega_o$  和  $\omega_e$  交换后,相位匹配函数或谱函数是不对称的. 这主要是由于具有一定频谱宽度的泵浦脉冲激光作用晶体后,导致由第二类型参量下转换所产生的  $o$  光和  $e$  光也具有一定频宽的缘故. 频率展宽部分不再满足连续激光作用下所要满足的条件  $\nu_o=-\nu_e$ , 而受到条件  $\nu_p=\nu_o+\nu_e$ ,  $\nu=\nu_o-\nu_e$  所约束. 这时除中心频率满足相位匹配条件外,展宽部分不再满足相位匹配条件. 这时  $o$  光和  $e$  光的纠缠特性也会受到影响,进而影响到相干测量.

### 1.3 二阶相关函数与相干测量

根据量子理论,对于由 HOM 干涉仪组成的测量体系,时空点  $(r_1, t_1)$  和  $(r_2, t_2)$  联合光电探测事件的概率是与场的二阶相关函数成比例. 根据二阶相关函数的定义

$$G^{(2)}(r_1, t_1; r_2, t_2) = |\langle 0 | \hat{E}^{(+)}(r_2, t_2) \hat{E}^{(+)}(r_1, t_1) | \psi \rangle|^2 \equiv |A(t_1, t_2)|^2 \quad (7)$$

式中  $A(t_1, t_2)$  称为双光子振幅.

图 1(b) 所示系统中两个探测器  $D_1$  和  $D_2$  探测到的光场中既包括  $o$  光也包括  $e$  光,并对  $e$  光延迟  $\delta\tau$ , 因此两个探测器探测的光场用算符表示分别为

$$\begin{cases} \hat{E}_1^{(+)}(z, t_1) = \frac{1}{\sqrt{2}} [\hat{E}_o^{(+)}(z, t_1) + \hat{E}_e^{(+)}(z, t_1 + \delta\tau)] \\ \hat{E}_2^{(+)}(z, t_2) = \frac{1}{\sqrt{2}} [\hat{E}_o^{(+)}(z, t_2) - \hat{E}_e^{(+)}(z, t_2 + \delta\tau)] \end{cases} \quad (8)$$

量子化场的具体表示为

$\hat{E}_j^{(+)}(t) \propto \int d\omega_j \hat{a}_j(\omega_j) e^{-i\omega_j t}$  ( $j=o, e$ ),  $\hat{a}_j(\omega_j)$  是频率为  $\omega_j$  偏振方向为  $j$  的湮灭算符.  $t_1, t_2$  是  $o$  光和  $e$  光经过两个传输通道分别到达探测器  $D_1$  和  $D_2$  的时间. 利用式(7)和关系  $\nu=\nu_o-\nu_e$ ,  $\nu_p=\nu_o+\nu_e$  以及雅可比变换改变积分变量,可得到二阶相关函数

$$G^{(2)}(t_1, t_2; \delta\tau) \propto \int d\nu \int d\nu_p \alpha(\nu_p) e^{-i\nu_e \delta\tau} \{ \varphi(\nu, \nu_p) e^{-i(\omega_o t_2 + \omega_e t_1)} - \varphi(\nu_p, \nu) e^{-i(\omega_o t_1 + \omega_e t_2)} \}^2 \quad (9)$$

式中  $\alpha(\nu_p) = \int d\nu_p e^{-\nu_p^2 / \Delta\omega_p^2}$  表示泵浦光场,  $\Delta\omega_p$  是脉冲泵浦激光的频宽. 式(9)中是两项之差,其中第一项

$\int d\nu \int d\nu_p \alpha(\nu_p) e^{-i\nu_e \delta\tau} \varphi(\nu, \nu_p) e^{-i(\omega_o t_2 + \omega_e t_1)}$  表示的是  $o$  光到探测器  $D_2$ ,  $e$  光到探测器  $D_1$  时两个光场间的关联性,称为事件一. 第二项

$\int d\nu \int d\nu_p \alpha(\nu_p) e^{-i\nu_e \delta\tau} \varphi(\nu_p, \nu) e^{-i(\omega_o t_1 + \omega_e t_2)}$  则恰好相反,表示的是  $e$  光到探测器  $D_2$ ,  $o$  光到探测器  $D_1$  时的关联性,称为事件二. 对于连续激光泵浦作用下的

情况,即  $\nu_p=0$ , 纠缠光子对  $o$  光和  $e$  光频率满足反相关条件  $\nu_o=-\nu_e$ . 式(6)中的

$$\left( \nu_p D_+ + \frac{\nu}{2} D \right) \frac{L}{2} = \nu' DL / 2 (\nu' = 2\nu_o = -2\nu_e),$$

因此两个相位匹配函数是对称的或相同. 式(9)中的两个积分也是相同的,或者说两个事件是等价的,是完全相干叠加. 而对于脉冲激光泵浦情况下  $\nu_p \neq 0$ , 式(6)中的两个相位匹配函数是不对称,纠缠光子对  $o$  光和  $e$  光频率受到  $\nu_p=\nu_o+\nu_e$  和  $\nu=\nu_o-\nu_e$  关系的影响. 除了中心频率之外各个光子的频率展宽部分之间不再满足相位匹配条件,这样相干叠加会受到影响,或者说是两个事件会有一定的区分性. 图 2 便是依据式(9)在  $\Delta\omega_p=20$  GHz 情况下的数值计算结果. 两个横坐标分别是  $t_1-t_2$  和  $t_1+t_2$ . 在坐标  $t_1+t_2$  一侧,  $t_1+t_2=0$  附近二阶相干函数最大,在坐标  $t_1-t_2$  一面,  $t_1-t_2=0$  处有一凹陷,在其两边有两个峰. 式(9)是两个事件的相干叠加,  $t_1-t_2=0$  的凹陷表明两个事件同时性好,难以区分,是相消干涉. 但随着泵浦脉冲激光的频率宽度的增加,式(6)的两个相位匹配函数的不对称性在增加,因此两个事件的区分性较大,相干叠加受到影响,这样凹陷点会随着激光频率宽度的增加而向上隆起,最后整个图形变成单一的波包.

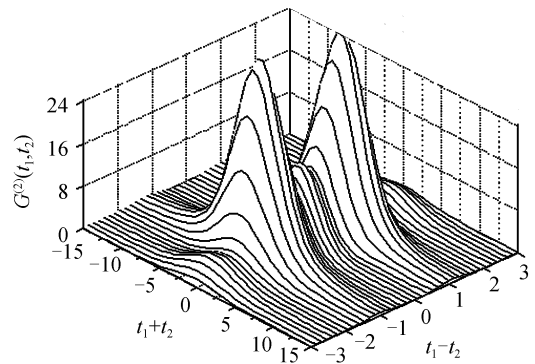


图 2 二阶相干函数随  $t_1-t_2$  和  $t_1+t_2$  变化的数值计算结果  
Fig. 2 Second-order correlation function plotted as a function of  $t_1-t_2$  and  $t_1+t_2$

由于探测器  $D_1$  和  $D_2$  探测信号时的采样时间是远大于脉冲光场的作用时间,因此反映实际情况的二阶相关函数应是在测量时间内的平均值,即平均符合计数率,它的定义为

$$R_c(\delta\tau) = \frac{1}{T} \int_0^T dt_1 \int_0^T dt_2 G^{(2)}(t_1, t_2; \delta\tau)$$

其中的  $T$  为探测时间. 由于  $T$  远大于光场的作用时间,因此积分限可以扩展到无穷. 平均符合计数率为

$$R_c(\delta\tau) \propto \int d\nu \int d\nu_p |\alpha(\nu_p)|^2 \{ |\varphi(\nu, \nu_p)|^2 + |\varphi(\nu_p, \nu)|^2 - 2\varphi(\nu_p, \nu)\varphi^*(\nu, \nu) \cos[\nu\delta\tau] \} \quad (10)$$

显然,符合计数率的表示也是典型的干涉表示方式. 括号中的头两项分别表示如前所述的两个事件独立

的结果.而后一项则是两个事件的相干项.这是一个非常重要的一项,符合计数率的演化是受这一项所影响的.量子定位的测量就是利用了这一相干原理的结果.当 $|\varphi(\nu, \nu_p)|$ 和 $|\varphi(\nu_p, \nu)|$ 相等时,会得到与连续激光作用相一致的结果,这时相位匹配函数是对称的.对于所产生o光和e光的频率宽度间满足 $\Omega = \nu_o = -\nu_e$ .因此对应的符合计数率可以简化为

$$R_c(\delta\tau) \propto \int d\Omega \left[ \frac{\sin(\Omega DL/2)}{\Omega DL/2} \right]^2 \cdot [1 - \cos(2\Omega\delta\tau)] \quad (11)$$

这是一个完全相干叠加的结果,也是最大相干的结果,如图3,其中实线为连续激光作用结果,虚线为脉冲激光作用结果.

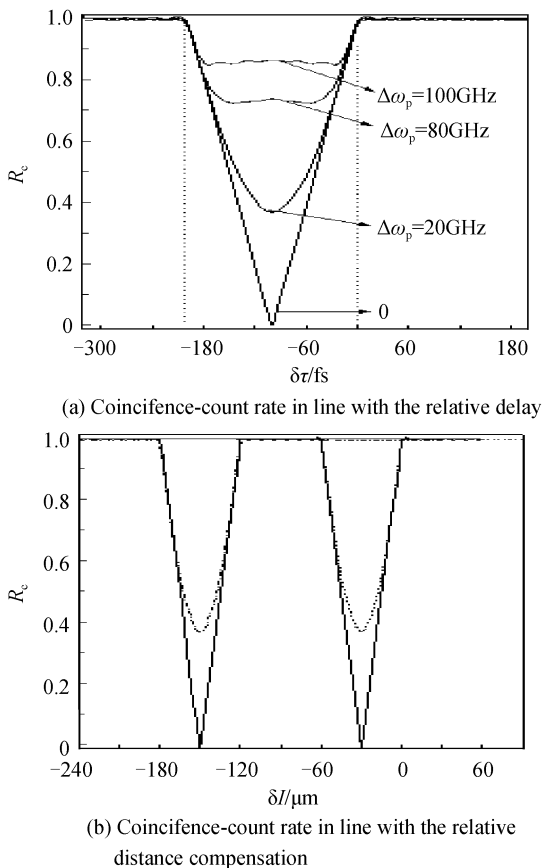


图3 平均符合计数率随双光子的延时和距补偿的变化关系  
Fig. 3 Coincidence-count rate in line with the relative delay and the relative distance compensation between the down-converted photons

## 2 结果与讨论

符合计数率是二阶相干函数在测量时间内的平均值.图3是依据符合计数率公式(10)和(11)以及依据文献[13]中给定的参量计算所得.其中泵浦激光为飞秒脉冲激光 $\lambda_p = 397.5$  nm.对于石英晶体,o光速度大于e速度

$$\frac{1}{u_e} = 52.2 \times 10^{-13} \text{ s/mm},$$

$$\frac{1}{u_o} = 54.26 \times 10^{-13} \text{ s/mm}.$$

从而得到 $D_+ = -1.82 \times 10^{-13}$  s/mm.取晶体长度 $L = 1$  mm, $DL = 200$  fs.在连续光泵浦下,o光和e光的线宽满足 $\Omega = \nu_o = -\nu_e$ .根据式(11)计算可以看出图3中符合计数有一个清晰最小值,它对应 $\delta\tau = DL/2 = 100$  fs点.造成这种偏移是由于非线性晶体所产生的o光和e光在晶体中的速度不同的结果,其大小恰好是 $DL/2$ .根据式(3) $\delta\tau = -100$  fs,这意味着图1中所示的两光的传输距离是相等的 $|R_2 - r_o| = |R_1 - r_o|$ .这样便可由已知的 $R_1, R_2$ 精确地确定目标的位置.如果最小值对应着的 $\delta\tau$ 大于或小于 $DL/2$ ,则表明

$$|R_2 - r_o| + (n-1)d + cDL/2 = |R_1 - r_o|$$

图中符合计数的最小值偏离 $DL/2$ 的延时量便是 $(n-1)d$ 的大小,进而也可确定 $r_o$ 的位置.图3(b)中,当 $\delta\tau = -400$  fs,可以看到两个路径差为 $120 \mu\text{m}$ .

纠缠光子对纠缠性越好测量准确度越高,而恰恰是当泵浦光为脉冲激光时,由于其激光线宽的缘故,而导致了测量准确度明显下降.当 $\Delta\omega_p \geq 20$  GHz以后,符合计数的最小值变得越来越平滑,如图3(a).这是由于泵浦光的宽频影响了相位匹配函数对称性的结果.随着带宽的增加,破坏了前面所讲两个探测事件间的可区分性,影响了测量的结果.而图3(a)中最顶端的开口是由 $DL$ 的大小决定,它是与产生纠缠光子对的晶体长度决定.可以看到由于激光的线宽增加所导致测量误差应该受到 $DL$ 的限制.这是在最理想条件下所得结果,由于环境的复杂,以及介质二阶色散等因述的影响,会进一步加大测量误差.

## 3 结论

宽频带脉冲泵浦下第二类参量下转换产生的纠缠光子对对于实现量子空间定位的影响是明显的,人们可以利用滤光片消除由于脉冲光的带宽造成的影响,或减小测量误差.但利用这种方法的缺点是同时也会减小信号的强度.利用量子定位方法可以实现高准确度的定位,但也要求对空间的补偿控制同样须要满足高准确度要求,这样方可实现同样高得准确度测量.因此人期望获得更高信噪比的探测方法,和更高准确度的控制能力.我们所得结果是在理想情况下原理性研究,这对于实验室的原理性实验研究具有很好的指导意义.

### 参考文献

- [1] PARKINSON B W, SPILKER J J. Global progress sSystem; theory and application[M]. Aeronautics; American Institute

- of Aeronautics & Ast, 1996; 3-28.
- [2] GIOVANNETTI V, LLOYD S, MACCONE L. Quantum-enhanced positioning and clock synchronization[J]. *Nature*, 2001, **412**(6845): 417-419.
- [3] GIOVANNETTI V, LLOYD S, MACCONE L. Positioning and clock synchronization through entanglement[J]. *Phys Rev A*, 2002, **65**(2): 022309.
- [4] BAHDER T B. Quantum Positioning System [EB/OL]. Cornell, Tex; Cornell University Library, 2004. arXiv:quant-ph/0406126v1.
- [5] CHUANG I L. Quantum algorithm for distributed clock synchronization[J]. *Phys Rev Lett*, 2000, **85**(9): 2006-2009.
- [6] LIU Xiao-sha, LONG Gui-lu, TONG Dian-min. Simultaneous space and time synchronization using shared entangled qubits [J]. *Theor Phys*, 2003, **40**(3): 45- 47.
- [7] ZHANG Jing-fu, LONG Gui-lu, DENG Zhi-wei, *et al.* Nuclear magnetic resonance implementation of a quantum clock synchronization algorithm [J]. *Phys Rev A*, 2004, **70**(6): 062322.
- [8] BAHDER T B, WILLIAM M. Golding clock synchronization based on second-order quantum coherence of entangled photons [J]. *AIP Conf Proc*, 2004, **734**: 395-398.
- [9] BURGH M D, BARTLETT S D. Quantum methods for clock synchronization: Beating the standard quantum limit without entanglement[J]. *Phys Rev A*, 2005, **72**(4): 042301.
- [10] HWANG W Y, AHN D, HWANG S W, *et al.* Entangled quantum clocks for measuring proper-time difference[J]. *Eur Phys J D*, 2002, **19**(1): 129-132.
- [11] VALENCIA A, SCARCELLI G, SHIH Y. Distant clock synchronization using entangled photon pairs [J]. *Appl Phys Lett*, 2004, **85**(13): 2655-2657.
- [12] RUBIN M H, KLYSHKO D N, SHIH Y H, *et al.* Theory of two-photon entanglement in type-II optical Parametric down-conversion[J]. *Phys Rev A*, 1994, **50**(6): 5122-5133.
- [13] GLAUBER R J. The quantum theory of optical coherence [J]. *Phys Rev*, 1963, **130**(6): 2529-2539.
- [14] GRICE W P, WALMSLEY I A. Spectral information and distinguishability in type-II down -conversion with a broadband pump[J]. *Phys Rev A*, 1997, **56**(2): 1627-1634.
- [15] PERINA J, JOST B M, SERGIENKO A V, *et al.* Dispersion in femtosecond entangled two-photon interference [J]. *Phys Rev A*, 1998, **59**(3): 2359-2368.
- [16] YANG Chun-yan, WU De-wei, XU Yong-lin, *et al.* Research on optimal constellation distribution of Interferometric Quantum Positioning System[J]. *Bulletin of Surveying and Mapping*, 2009, **12**: 1-6.  
杨春燕,吴德伟,余永林,等.干涉式量子定位系统最优星座分析研究[J].测绘通报,2009,**12**:1-6.

## Experimental Scheme Design and Analysis for the Quantum Spatial Positioning with Pulse Laser

LI Yong-fang<sup>1</sup>, WANG Zhao-hua<sup>1</sup>, LI Bai-hong<sup>1</sup>, WANG Lei<sup>1</sup>, LI Jun<sup>2</sup>, LIAO Gui-sheng<sup>2</sup>

(1 School of Physics and Information Technology, Shaanxi Normal University, Xi'an 710062, China)

(2 National Lab of Radar Signal Processing, Xidian University, Xi'an 710071, China)

**Abstract:** Based on the principle of quantum coherence and quantum spatial positioning, the experimental scheme of the quantum spatial positioning is designed. The spectrum characteristics of the entanglement photons with spontaneous type-II parametric down-conversion pumped by a broadband frequency pulse laser are discussed. The characteristics of the second-order coherent function and the impact of the phase matching conditions on the quantum spatial positioning are analyzed. It is shown that with the increase of the pump band-width, the coherence of entangled biphoton is diminished, and the measuring accuracy of the quantum spatial positioning is also reduced.

**Key words:** Quantum positioning; Entanglement photon; Pulse laser; Coherence function



**LI Yong-fang** was born in 1958. He is a professor at School of Physics and Information Technology, Shaanxi Normal University. His research interests focus on laser spectroscopy, quantum optics and nonlinear optics.