

相干态下进行基于无相互作用测量的量子通信方案研究

刘超,马志军,刘晋宏,张俊香*

(山西大学 光电研究所量子光学与光量子器件国家重点实验室,山西 太原 030006)

摘要:研究了基于无相互作用测量的反事实量子通信方案。利用组合型马赫-曾德尔(M-Z)干涉仪对引入物体实现无相互作用测量,并利用其实现反事实通信,也即未借助实物粒子的信息传输。在弱相干场作为光源的情况下,从系统输出端的测量结果分析了组合型 M-Z 干涉仪一臂作为逻辑门的开关特性。通过对系统中大 M-Z 干涉仪和小 M-Z 干涉仪的个数选取,相应改变系统内部光学分束器的反射率,进而影响了两输出端口探测器所接收的光强之比。文章中给出了详细的理论推导过程。

关键词:无相互作用测量;相干态;传输矩阵;传输通道;量子通信

中图分类号:O431 文献标志码:A DOI:10.13451/j.cnki.shanxi.univ(nat.sci.).2015.03.018

Protocol for Interaction-free-measurement-based Quantum Communication with Coherent State

LIU Chao, MA Zhijun, LIU Jinhong, ZHANG Junxiang

(State Key Laboratory of Quantum Optics and Quantum Optics Devices, Institute of Opto-Electronics, Shanxi University, Taiyuan 030006, China)

Abstract: We proposed an protocol to study the interaction-free-measurement-based direct counterfactual quantum communication. the object can be able to ascertain without any interaction and the ideal counterfactuality quantum communication can be realized in interlink Mach-Zehnder interferometers (MZIs), which in principle supplies the transfer of quantum information without transferring true photons. It is shown that the performance of switch as a logic gate on one of the interlink MZIs arms is inferred from measurements of outputs. The detection of the intensity ratio of the two final outputs is affected by both the number and the reflectivity of the beamsplitters in these MZIs. The detail theoretical derivation is presented in the paper.

Key words: interaction-free measurement; coherent state; transmission matrix; transmission channel; quantum communication

0 引言

量子通信是经典通信和量子力学相结合的一门新兴交叉学科,利用量子力学原理在量子通道中传输量子态并对其编码。关于“量子密码”的表述,认为光子可以充当一次性密码解码的“钥匙”,并利用其实现信息

收稿日期:2015-02-04;修回日期:2015-05-11

基金项目:国家自然科学基金(批准号:11274210;61108003);高等学校博士学科点专项科研基金(批准号:20131401110013)和国家自然科学基金创新研究群体科学基金(批准号:61121064)

作者简介:刘超(1988—),男,山西太原人,硕士研究生,主要从事量子光学的研究; * 通信作者:张俊香 E-mail: junxiang@sxu.edu.cn

在传输通道上安全、无泄漏的传输过程。根据测不准原理外界的干扰必然会影响最终的测量结果,由此可以对窃听者的行为进行检测和判定。1984年,Bennett和Brassard提出第一个量子密码术方案BB84协议,用单光子偏振态编码,迎来了量子密码术新时期^[1]。1991年,Ekert基于另一种量子现象Einstein-Podolsky-Rosen佯谬,提出利用两个量子纠缠粒子实现量子密码术,称为EPR协议^[2]。1992年,Bennett又提出一种与BB84协议类似但效率减半的方案,后者称之为B92协议^[3]。之后更多的实际应用相继出现,2004年Scarani等人提出了SARG04协议,该协议采用与BB84相同的四个基矢进行量子密钥分发并进一步提高了系统的安全传输距离^[4]。考虑到实验系统不完美性以及传输通道存在损耗等因素,2003年美国的实验小组Won-Young Hwang率先提出诱骗态方案,克服了光子数分束攻击对采用弱脉冲光源的量子密钥分配系统安全性会构成严重威胁这一现象^[6]。由于量子态的物理特性,制备量子态较为困难,并且量子系统与环境相互作用导致量子态的改变,加之信道噪声的影响,使得在实际的量子密钥分配应用中远距离量子传输^[7]受到了限制。针对这一问题,为了确保获得的密钥是绝对安全的,基于无相互作用测量^[8]的反事实量子密钥分配方案^[9]以及相关的应用性实验^[10-11]相继提出。这意味着即使编码的粒子没有在量子通道传输也可以实现量子密钥的分配。

在量子力学中,除了对系统测量的结果恰好为给定可观测量的本征值,通常情况下量子测量会对被测量子系统的状态产生干扰并改变系统的状态。对于无相互作用测量,即在没有光子或其他粒子作用到物体的情况下也能够探测到物体是存在的,这种测量方法似乎在通常的量子技术里是不可能实现的。在Elitzur和Vaidman提出的实验方案里,利用M-Z干涉仪进行无相互作用测量,证明了物体可以被探测到并且没有吸收光子^[8]。1995年Kwait等人在迈克尔逊干涉仪中利用单光子源第一次在实验上演示了无相互作用测量^[12]。同时根据量子芝诺效应^[13-16]即在任何时候对物质进行观测或测量时都会阻止其衰减,很多实验小组进一步提高了无相互作用测量的效率。在2013年,Salih等人提出了基于无相互作用测量和“链式”量子芝诺效应的完全反事实量子通信方案,在复合M-Z干涉仪的个数足够多的情况下,光子是完全不会在Alice和Bob之间的传输通道中传输的^[17]。并且认为这种通讯方案在将相干态光场作为量子源时同样适用,大量的光子依然不会在传输通道中与物体相互作用^[12]。

实验演示中将弱的相干场代替单光子可以去解释基于无相互作用测量反事实量子通信中观察到的现象^[18],2014年加拿大小组利用相干态的线性组合光学模式提出了量子编码通信方案^[19],文献^[17]中为了获得安全的量子直接通信,所提出的实验方案装置由M-1个大的M-Z干涉仪串联组成,同时N-1个小的M-Z干涉仪组内嵌到大M-Z干涉仪其中一臂上,其中M和N分别表示其中M-Z干涉仪中光学分束器的个数,在分束器个数M和N为无穷多的情况下是可以实现理想的反事实量子通信。但是对于实际的实验系统,随着干涉仪个数的增加损耗也会不可避免的增加,因此需要从各个因素上考虑实验方案的平衡性。在本文中给出了相干态在M-Z干涉仪中演化的详细理论推导过程,并设计了一种串并联型M-Z干涉仪组的实验方案,通过对实验系统两输出端口输出光强比值进行理论计算发现在传输通道中可以通过量子逻辑门来控制 and 操作量子态的演化和传递。并在此基础上对设计方案进一步改善,并给出了两输出端口上的光强之比以及该实验系统的无相互作用测量效率相应的数值结果并分析比较。

1 基于无相互作用测量的量子通信方案

我们设计的实验装置如图1所示,由M-1个大的M-Z干涉仪串联连接,同时每个干涉仪其中一臂内嵌N-1个串联式小的M-Z干涉仪组。图1中分束器 BS_M, BS_N 的反射率分别设为 $R_m = \cos^2(\pi/2M)$ 和 $R_n = \cos^2(\pi/2N)$,在每个M-Z干涉仪某一条路径中的高反镜(HR_M, HR_N)加上压电陶瓷($PZT_{Mj}(j=1,2,\dots,M-1), PZT_{Ni}(i=1,2,\dots,N-1), \dots, PZT'_{Ni}(i=1,2,\dots,N-1)$)用来锁定干涉仪两条路径上的相对相位差,探测器 $D_1, D_2, D_3, \dots, D'_3$ 分别探测实验系统中的输出光强。图1中分布在传输通道上的三角形表示吸收物体,用来作为信道开关(逻辑门),在编码1时,放入吸收物体阻止光场在传输通道上传输;在编码0时,取出吸收物体允许光场在传输通道上传输。

理论分析中我们用光学传输矩阵的方法去描述输入态在整个实验系统传输的过程,列向量 $(\hat{a}_m \hat{a}_n)^+$ 表示初始态的情况,其中在实验系统的第一个 BS_M 左端输入相干光场, BS_M 上端为真空场,那么在最终的输

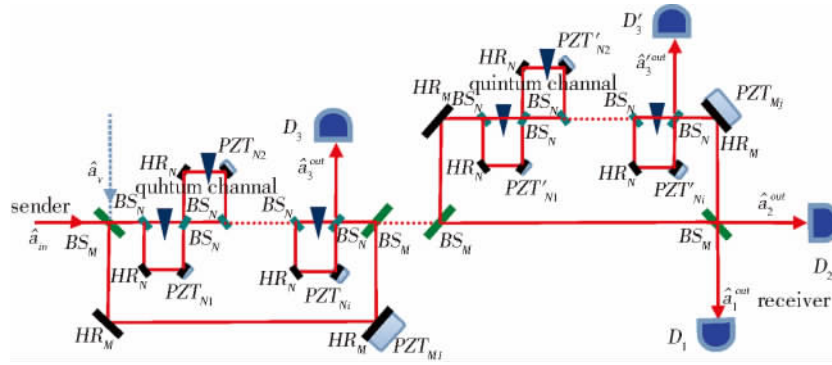


Fig. 1 Schematic diagram of the direct communication scheme.

图 1 基于无相互作用测量的量子通信方案

出态可以表示为:

$$\begin{bmatrix} \hat{a}_1^{out} \\ \hat{a}_2^{out} \end{bmatrix} = U_t \begin{bmatrix} \hat{a}_m \\ \hat{a}_v \end{bmatrix}, \tag{1}$$

其中变换矩阵 U_t 在不同编码(1 或 0)情况下表达式也不同。

1) 编码 1

当吸收物体存在于传输通道之间即编码 1 时,整个实验系统的变换矩阵可以表示为:

$$U_{t1} = (U_{BS_M} \cdot W_{Mj} \cdot (W_{Ni})^N)^{M-1} \cdot U_{BS_M} = \begin{bmatrix} A_{11} & A_{12} \\ A_{21} & A_{22} \end{bmatrix}, \tag{2}$$

其中 $U_{BS_M} = \begin{bmatrix} r_m & -t_m \\ t_m & r_m \end{bmatrix}$ 为分束器 BS_M 的转换矩阵,这里 $r_m = \cos \frac{\pi}{2M}, t_m = \sin \frac{\pi}{2M}$ 分别为 BS_M 的反射振幅和透射振幅。 $W_{Ni} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \cos \frac{\pi}{2N} \end{bmatrix}$ 表示经过分束器 BS_N 反射之后的变换矩阵。由矩阵 $W_{Mj} = \begin{bmatrix} e^{i\phi_j} & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} (j=1, 2, \dots, M-1)$ 中可以看出在压电陶瓷 $PZT_{Mj} (j=1, 2, \dots, M-1)$ 加载电压引起了大 M - Z 干涉仪两条路径上相对相位差的变化。 $A_{lk} (l, k=1, 2)$ 表示变换矩阵 U_{t1} 的矩阵元。

从上述表述得到探测器 D_1 和 D_2 在系统的最终输出端探测到的光强 $I(D_1)$ 和 $I(D_2)$ 分别为:

$$\hat{a}_1^{out+} \hat{a}_1^{out} = A_{11}^* A_{11} \hat{a}_m^+ \hat{a}_m, \hat{a}_2^{out+} \hat{a}_2^{out} = A_{21}^* A_{21} \hat{a}_m^+ \hat{a}_m. \tag{3}$$

根据(3)式我们在表 1 中给出了当大 M - Z 干涉仪的相对相位差 ϕ_j 锁定到 0 或者 $2n\pi$ 时,两输出端光强之比 $I(D_2)/I(D_1)$ 随分束器 BS_M, BS_N 个数 M, N 的变化。在 M, N 取值到某个范围内时,也可以说当 M 远小于 N 时,由于干涉相长绝大部分光场从某一端口输出被探测器 D_2 探测到,同时由于相干相消很少部分光场从另一端输出被探测器 D_1 探测到。

表 1 $I(D_2)/I(D_1)$ 的光强之比

Table 1 the intensity ratio of $I(D_2)/I(D_1)$

$N \backslash M$	2	3	4	5	6	7	8
2	9	22.15	40.55	64.20	93.11	127.28	166.70
3	2.46	6.31	11.91	19.26	28.36	39.21	51.81
4	1.09	2.84	5.47	8.99	13.41	18.73	24.94
5	0.6 < 1	1.56	3.04	5.06	7.62	10.73	14.40
6	< 1	0.96 < 1	1.89	3.17	4.81	6.83	9.21
7	< 1	< 1	0.96 < 1	2.13	3.26	4.65	6.31

这里考虑到实验装置的实际操作性及可行性,我们选取了 $M=3, N=8$ 去理论分析这种无相互作用测量的量子通信方案。将相干态作为初始光源并依次将大 M - Z 干涉仪的相对相位差锁定到 $\phi_j = 2n\pi$,理论上得到了每组大 M - Z 干涉仪两输出端口相干相长(实线)、相干相消(虚线)的干涉条纹,其中蓝线和黑线分别

表示第一组和第二组探测到的结果,如图 2 所示。

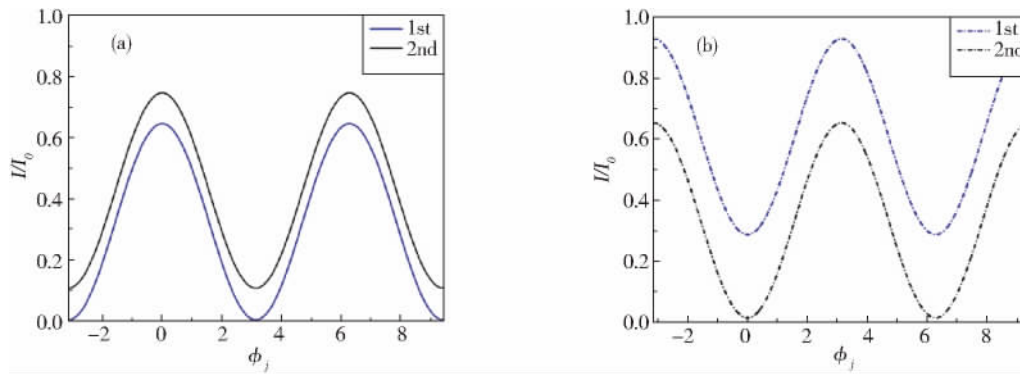


Fig. 2 The interference fringe of each two big MZIs.

图 2 两组大 M-Z 干涉仪干涉条纹示意图

从图 2 中看出当每组大 M-Z 干涉仪中的相对相位差全部锁定到 $\phi_1 = \phi_2 = 0$, 大部分光强被探测器 D_2 探测, 探测器 D_1 几乎探测不到光强, 此时实验系统的最终两输出端光强之比 $I(D_2)/I(D_1) = 51.81$ (见表 1)。

2) 编码 0

对于另一种情况当取出传输通道上的吸收物体即编码 0 时, 相干光会通过内嵌在大 M-Z 干涉仪一臂上串联式的小 M-Z 干涉仪组。此时将小 M-Z 干涉仪相对相位差锁定到 0, 经过相干相长的光场最终被探测器 D_3, \dots, D'_3 探测, 另一输出端经过相干相消后没有光场进入实验装置进行下一次循环。小的 M-Z 干涉仪组的变换矩阵具体如下:

$$U_N = (U_{BS_N} \cdot W'_{Ni})^{N-1} \cdot U_{BS_N} = \begin{bmatrix} C_{11} & C_{12} \\ C_{21} & C_{22} \end{bmatrix}, \quad (4)$$

其中 $U_{BS_N} = \begin{bmatrix} r_n & -t_n \\ t_n & r_n \end{bmatrix}$ 为分束器 BS_N 的变换矩阵, $r_n = \cos \frac{\pi}{2N}$, $t_n = \sin \frac{\pi}{2N}$ 分别为 BS_N 的反射振幅和透射振幅。 $W'_{Ni} = \begin{bmatrix} e^{i\phi_i} & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$ ($i=1, 2, \dots, N-1$) 表示相邻两分束器 BS_N 之间的变换矩阵, 每个小 M-Z 干涉仪相对相位差为 ϕ_i 。 C_{lk} ($l, k=1, 2$) 表示变换矩阵 U_N 的矩阵元。

在 $N=8$ 的情况下, 理论上得到了每个小 M-Z 干涉仪的相干相长(实线表示)和相干相消(虚线表示)的干涉条纹(图 3)。如图所示, 依次将串联式小 M-Z 干涉仪的相对相位差锁定到 $\phi_i = 2n\pi$, 图 3(a) 中从下到上的曲线以及图 3(b) 中从上到下的曲线分别对应于第一个到第七个小 M-Z 干涉仪的输出干涉条纹, 我们发现进入小 M-Z 干涉仪组的光场最终全部被探测器 D_3, \dots, D'_3 探测。

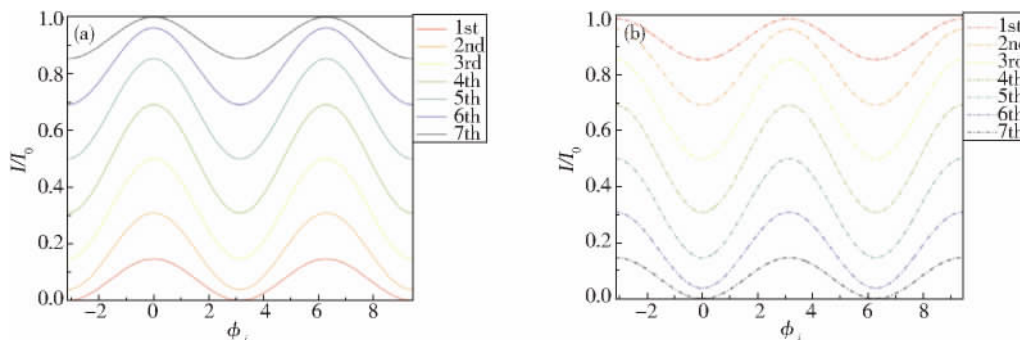


Fig. 3 The interference fringe of the outputs of each small group of MZIs.

图 3 任意一组串联式小 M-Z 干涉仪输出的干涉条纹

得到串联式小 M-Z 干涉仪输出情况后, 我们进一步分析在编码 0 时整个实验系统的两输出端光强 $I(D_1)$ 和 $I(D_2)$:

$$\hat{a}_1^{out+} \hat{a}_1^{out} = G_{11}^* G_{11} \hat{a}_m^+ \hat{a}_m, \quad \hat{a}_2^{out+} \hat{a}_2^{out} = G_{21}^* G_{21} \hat{a}_m^+ \hat{a}_m, \quad (5)$$

其中 $G_{lk} (l, k=1, 2)$ 表示整个实验系统变换矩阵 U_{l2} 的矩阵元, U_{l2} 类似之前的方法表示为:

$$U_{l2} = (\mathbf{U}_{BS_M} \cdot \mathbf{W}'_{Mj})^{M-1} \cdot \mathbf{U}_{BS_M} = \begin{bmatrix} G_{11} & G_{12} \\ G_{21} & G_{22} \end{bmatrix}, \quad (6)$$

上式中 $\mathbf{W}'_{Mj} = \begin{bmatrix} e^{i\Phi_j} & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} (j=1, 2, \dots, M-1)$ 表示相邻两分束器 BS_M 之间的变换矩阵, 当大 M -Z 干涉仪相对相位差锁定到 $\Phi_j = 2n\pi$, 并且取 $M=3$ 我们得到理论值 $I(D_1)/I(D_2) = 3$ 。

2 无相互作用测量效率的理论分析

对于这种 3×8 的复合 M -Z 干涉仪实验系统, 当编码 1 时, 大部分光场从某端口输出被探测器 D_2 探测, 相反在编码 0 时, 大部分光场从另一端输出被探测器 D_1 探测。因此我们可以根据两输出端探测到的光强之比获得逻辑门的信息, 建立一种量子直接通信。最重要的一点是这种基于量子逻辑的实验方案建立在无相互作用测量的原理上, 也可以说是几乎没有信息泄漏到传输通道就能够实现安全的量子通信。无相互作用测量的效率 $\eta^{[12]}$ 可定义为 $\eta = \frac{P_{det}}{(P_{det} + P_{abs})}$, 其中 P_{det} 表示无相互作用测量的概率, 即能够判断吸收物体存在而不被其吸收的概率, P_{abs} 表示光场在传输通道中被吸收的概率。对于理想的无相互作用测量装置有 $P_{abs} = 0$ 也即 $\eta = 1$, 很多研究小组在有限的无相互作用测量效率 ($0 < \eta < 1$) 的范围内提出了多种实验方案, 如 Elitzur 和 Vaidman 等^[8] 人从理论上提出了 $\eta = 1/2$ 的测量方案以及 Kwait 等^[12] 人从实验室获得了 $\eta = 2/3$ 的测量结果。

根据以上描述中输入的相干光场用湮灭算符 \hat{a}_m 表示, 对应输入态 $|\hat{a}_m\rangle$ 经实验系统的转换矩阵演化后可得到:

$$|\hat{a}_m\rangle \rightarrow \alpha |a_m\rangle + \beta |a_v\rangle + \sum_{l=0}^{N-1} (\mu^l + \nu^l) |abs\rangle, \quad (7)$$

其中 $\alpha = r_m [r_m^2 - t_m^2 r_n^N] - r_m t_m^2 r_n^N [1 + r_n^N]$, $\beta = -t_m [r_m^2 - t_m^2 r_n^N] - r_m^2 t_m r_n^N [1 + r_n^N]$, $\mu^l = t_m t_m (r_n)^l$, $\nu^l = r_m t_m t_m (1 + r_n^N) (r_n)^l$. $|a_v\rangle$ 表示系统另一输入端的真空场, $|abs\rangle$ 表示在传输通道上被物体吸收的光场, 可得:

$$P_{det} = \beta^2, P_{abs} = \sum_{l=0}^{N-1} (\mu^{2l} + \nu^{2l}), \quad (8)$$

在 $M=3$ 时, 改变每组小 M -Z 干涉仪的个数可得到 P_{det} 和 P_{abs} 随 N 取值的变化, 如图 4 所示, 在理想情况下当 N 取无穷大时会得到一个完全的无相互作用, 对应我们设计的实验方案, 当 $M=3, N=8$ 时从图中曲线得出无相互作用测量效率的理论值 $\eta = 3/4$, 这个效率相比之前的实验方案^[11-12] 得到了进一步提高。

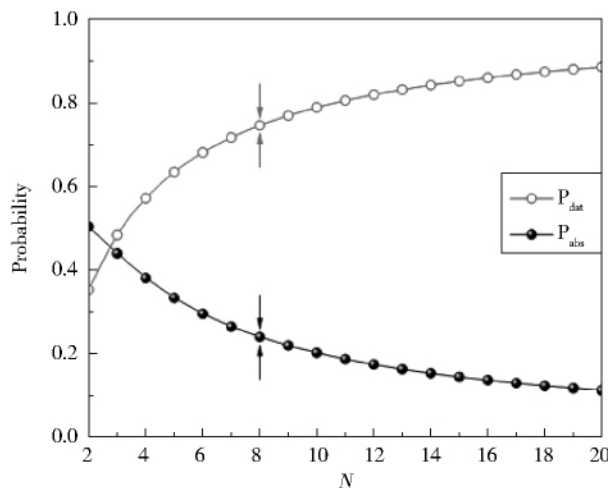


Fig. 4 The probability of P_{det} and P_{abs} vs number N for $M=3$ vs number N for $M=3$.

图 4 $M=3$ 时概率 P_{det} and P_{abs} vs number N for $M=3$ 随 N 的变化曲线

3 路径中存在损耗下两输出端光强之比的理论分析

另外考虑到在实际实验操作中,不可避免光在光器件上的损耗以及调节 M-Z 干涉仪干涉可见度的极限性等,这些因素导致了干涉仪两条路径中光场强度和理论值存在了偏差。当 M-Z 干涉仪每条路径中的损耗

系数为同为 δ 时,利用传输矩阵的关系式(2)、(6)我们可以推出 $\mathbf{W}_{M_j} = \begin{bmatrix} e^{i\phi_j} \sqrt{1-\delta} & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$, $\mathbf{W}_{N_i} =$

$\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \cos \frac{\pi}{2N} \sqrt{1-\delta} \end{bmatrix}$, $\mathbf{W}'_{M_j} = \begin{bmatrix} e^{i\phi_j} \sqrt{1-\delta} & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix}$ 。假设实验系统中存在 $\delta=1\%$ 的损耗,图 5 中给出了对于编码

1 时 $I(D_2)/I(D_1)$ 及编码 0 时 $I(D_1)/I(D_2)$ 随 M、N 取不同值时的变化,我们发现编码 1 时 $I(D_2)/I(D_1)$ 在 M 相同 N=16 情况下两输出端的光强之比达到最佳值;在编码 0 时 $I(D_1)/I(D_2)$ 不随 N 的变化而变化,而是在 N 相同情况下随 M 的增加而增大。

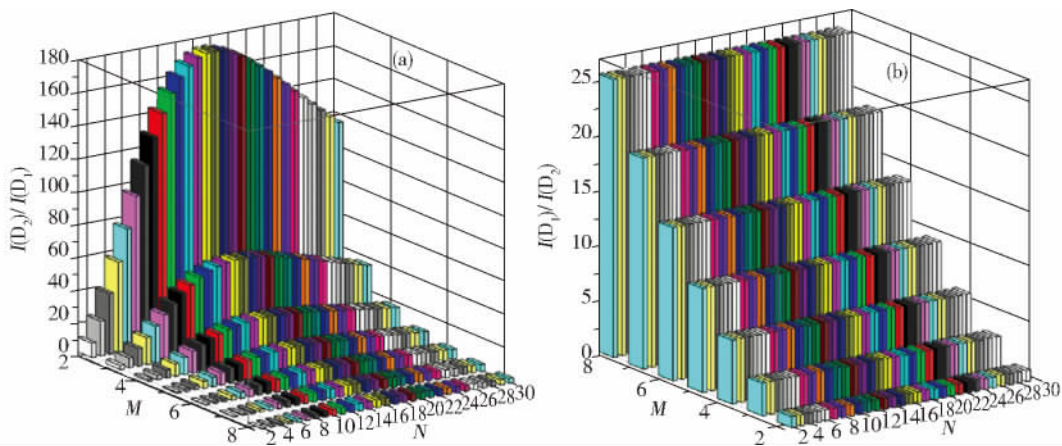


Fig. 5 (a) The intensity ratio of $I(D_2)/I(D_1)$ and (b) the intensity ratio $I(D_1)/I(D_2)$ vs number M and N for $\delta=1\%$.

图 5 在路径损耗系数 $\delta=1\%$ 下, (a) 编码 1 的光强之比 $I(D_2)/I(D_1)$ 和 (b) 编码 0 的光强之比 $I(D_1)/I(D_2)$ 随分束器个数 M、N 的变化

4 结论

本文利用传输矩阵的方法简捷有效地研究了用相干态进行基于无相互作用测量的量子通信方案,理论分析了该实验方案通过量子逻辑门控制和操作量子态的演化过程以及该系统的无相互作用测量效率。研究发现在实际的实验操作中,由于光子器件的损耗以及干涉可见度的极限性等因素,使得复合 M-Z 干涉仪的分束器个数 M、N 在某一段取值范围内且 M 尽可能小于 N 的情况下才能获得一个最佳的测量结果。文中提出的方案只涉及量子门操作和稳定的相干态的制备,在目前的实验水平下是可以完成的,因此该研究为实验上进一步实现安全的高效率的量子直接通信提供了一个有意义的参考。

参考文献:

- [1] Bennett C H, Brassard G. In Proceedings of the IEEE International Conference on Computers, Systems and Signal Processing[M]. New York: Bangalore, India IEEE, 1984: 175.
- [2] Ekert A K. Quantum Cryptography Based on Bell's Theorem[J]. *Phys Rev Lett*, 1991, **67**: 661-663.
- [3] Bennett C H. Quantum Cryptography Using Any Two Nonorthogonal States[J]. *Phys Rev Lett*, 1992, **68**: 3121-3124.
- [4] Scarani V, Acin A, Ribordy G, et al. Quantum Cryptography Protocols Robust Against Photon Number Splitting Attacks for Weak Laser Pulse Implementations[J]. *Phys Rev Lett*, 2004, **92**: 057901.
- [5] Hwang W Y. Quantum Key Distribution With High Loss: Toward Global Secure Communication[J]. *Phys Rev Lett*, 2003, **91**: 057901.
- [6] Huttner B, Imoto N, Gisin N, et al. Quantum Cryptography With Coherent States[J]. *Phys Rev A*, 1995, **51**: 1863-1869.

-
- [7] Duan L M, Lukin M D, Cirac J I, *et al.* Long-Distance Quantum Communication With Atomic Ensembles and Linear Optics [J]. *Nature (London)*, 2001, **414**:413-418.
- [8] Elitzur A C, Vaidman L. Quantum Mechanical Interaction-Free Measurements[J]. *Found Phys*, 1993, **23**:987-997.
- [9] Noh T G. Counterfactual Quantum Cryptography[J]. *Phys Rev Lett*, 2009, **103**:230501.
- [10] Brida G, Cavanna A, Degiovanni I P, *et al.* Experimental Realization of Counterfactual Quantum Cryptography[J]. *Laser Phys Lett*, 2012, **3**:247-252.
- [11] Liu Y, Ju L, Liang X L, *et al.* Experimental Demonstration of Counterfactual Quantum Communication[J]. *Phys Rev Lett*, 2012, **109**:030501.
- [12] Kwait P G, Weinfurter H, Herzog T, *et al.* Interaction-Free Measurement[J]. *Phys Rev Lett*, 1995, **74**:4763-4766.
- [13] Misra B, Sudarshan E C G, Math J. The Zeno's Paradox in Quantum Theory[J]. *Phys (N Y)*, 1977, **18**:756-763.
- [14] Peres A. Zeno Paradox in Quantum Theory[J]. *Am J Phys*, 1980, **48**:931-937.
- [15] Agarwal G S, Tewari S P. An All-Optical Realization of the Quantum Zeno Effect[J]. *Phys Lett A*, 1994, **185**:139-142.
- [16] Kwiat P G, White A G, Mitchell J R, *et al.* High-Efficiency Quantum Interrogation Measurements Via the Quantum Zeno Effect[J]. *Phys Rev Lett*, 1999, **83**:4725-4728.
- [17] Hatim Salih, Zheng Hongli, Al-Amri M, *et al.* Protocol for Direct Counterfactual Quantum Communication[J]. *Phys Rev Lett*, 2013, **110**:170502.
- [18] Danan A, Farfurnik D, Bar-Ad S, *et al.* Asking Photons Where They Have Been[J]. *Phys Rev Lett*, 2013, **111**:240402.
- [19] Arrazola J M, Lutkenhaus N. Quantum Communication with Coherent States and Linear Optics[J]. *Phys Lett A*, 2014, **90**:042335.