

# 基于法拉第旋转构造光子 Bell 态分析器 和 GHZ 态分析器\*

陈晓东<sup>1)</sup> 肖邵军<sup>1)</sup> 顾永建<sup>2)</sup> 林秀敏<sup>1)†</sup>

1) (福建师范大学物理与光电信息科技学院, 福州 350007)

2) (中国海洋大学物理系, 青岛 266100)

(2009 年 10 月 30 日收到; 2009 年 11 月 25 日收到修改稿)

基于偏振光被囚禁原子光腔反射后所获得的法拉第旋转构造了光子 Bell 态分析器和 GHZ 态分析器, 并能实现非破坏地识别所有的光子 Bell 态和 GHZ 态. 该方案不需要腔场的强耦合条件, 在低品质光腔中也能实现, 从而大大降低了实验难度.

**关键词:** Bell 态分析器, GHZ 态分析器, 法拉第旋转, 低品质光腔

**PACC:** 0367, 4250

## 1. 引 言

量子通讯具有信息容量大、保密性好等经典通讯无法比拟的优势, 因而已引起人们浓厚的兴趣和充分的重视. 在量子隐形传态<sup>[1]</sup>、量子密集编码<sup>[2]</sup>、以及纠缠交换<sup>[3]</sup>等量子通讯方案中, Bell 态分析器和 GHZ 态分析器是必不可少的, 尤其是非破坏性的 Bell 态分析器和 GHZ 态分析器在实现基于测量的量子计算<sup>[4,5]</sup>、纠缠蒸馏<sup>[6]</sup>等过程中更是很有用的工具. 在长距离的量子通讯中, 光子是最快和最可靠的信息载体, 因而人们致力于构造光子 Bell 态分析器和 GHZ 态分析器. 利用光的非线性效应, 原则上可以识别光子所有的 Bell 态和 GHZ 态. 然而, 即使是目前最好的非线性材料, 其非线性作用也是非常弱的, 难以用来构造有效的光子 Bell 态分析器和 GHZ 态分析器. 若采用线性光学方法, 人们仅能识别光子的部分 Bell 态和部分 GHZ 态<sup>[7,8]</sup>. 值得关注的是: 人们利用弱的 cross-Kerr 非线性介质构造了非破坏性的 Bell 态分析器<sup>[9]</sup>和尽管能完全识别但却是破坏性的 GHZ 态分析器<sup>[10]</sup>. 最近人们利用泄漏光腔构造了完全且非破坏性的 Bell 态分析器和 GHZ 态分析器<sup>[11]</sup>, 但该方案需要高品质光腔.

偏振光通过电磁场时, 在电磁场的作用下, 其极化面相对入射光会产生旋转, 人们称之为法拉第旋转. 理论计算表明: 在中等强度甚至较弱的电磁场中, 仍然可以得到较大的法拉第旋转角<sup>[12]</sup>. 最近, 在冷原子以及量子点实验中人们也观测到了法拉第旋转效应<sup>[13,14]</sup>. 因此关于法拉第旋转效应的应用引起了人们高度的重视. 本文利用偏振光被囚禁原子光腔反射后所获得的法拉第旋转构造了 Bell 态分析器和 GHZ 态分析器, 该方案不需要强耦合条件, 同时在低品质光腔中也能实现, 从而大大降低了实验难度.

## 2. 法拉第旋转

考虑一个三能级原子和双模光腔的相互作用 (如图 1 所示).  $|e\rangle$  是原子的激发态,  $|0\rangle$  和  $|1\rangle$  是原子的两个简并基态, 原子跃迁  $|0\rangle \leftrightarrow |e\rangle$  和  $|1\rangle \leftrightarrow |e\rangle$  分别和左旋腔模  $a_0$  和右旋腔模  $a_1$  耦合. 在旋波近似下, 该系统的哈密顿量为 (令  $\hbar = 1$ )

$$H = \sum_{j=0}^1 \left[ \frac{\omega_0}{2} \sigma_j + \omega_c a_j^\dagger a_j + i g_j (a_j \sigma_j^\dagger - a_j^\dagger \sigma_j) \right], \quad (1)$$

其中  $\omega_0$  是原子激发态能级  $|e\rangle$  和两个简并基态能

\* 国家自然科学基金 (批准号: 60878059, 60677044, 10574022, 10947147), 福建省自然科学基金 (批准号: 2007J0002) 资助的课题.

† 通讯联系人. E-mail: xmlin@fjnu.edu.cn

级  $|0\rangle$  或者  $|1\rangle$  之间的频率差,  $g_j$  是腔场和相应原子跃迁的耦合系数,  $\omega_c$  是两个简并腔模的本征频率,  $\sigma_{sj} = |e\rangle\langle e| - |j\rangle\langle j|$ ,  $\sigma_j = |j\rangle\langle e|$ .

腔模  $a_j$  由输入的单光子  $a_{in}^j$  驱动. 当输入的单光子频率为  $\omega_p$  时, 在以  $\omega_p$  为旋转频率的参考系中, 相应的 Heisenberg-Langvin 方程为<sup>[15,16]</sup>

$$\dot{a}_j(t) = -i[a_j, H] - \frac{\kappa_j}{2}a_j(t) - \sqrt{\kappa_j}a_{in}^j(t), \quad (2)$$

$$\dot{\sigma}_j(t) = -i[\sigma_j, H] - \frac{\kappa_j}{2}\sigma_j(t) + \sqrt{\gamma}\sigma_{sj}(t)N, \quad (3)$$

其中  $\kappa_j$  是腔泄漏系数,  $\gamma$  是原子激发态  $|e\rangle$  的自发辐射系数,  $N$  是真空噪声算符. 腔场的输入与输出关系满足

$$a_{out}^j(t) = a_{in}^j(t) + \sqrt{\kappa_j}a_j(t), \quad (4)$$

为简单起见, 令  $\kappa_j = \kappa$ ,  $g_j = g$ . 当  $\kappa$  足够大致使  $\langle\sigma_z\rangle = -1$ , 同时忽略真空噪声的影响, 则由(1)–(4)式得到

$$R_j(\omega_p) = \frac{\left[ i(\omega_c - \omega_p) - \frac{\kappa}{2} \right] \left[ i(\omega_c - \omega_p) + \frac{\gamma}{2} \right] + g^2}{\left[ i(\omega_c - \omega_p) + \frac{\kappa}{2} \right] \left[ i(\omega_c - \omega_p) + \frac{\gamma}{2} \right] + g^2}, \quad (5)$$

其中  $R_j(\omega_p) = \frac{a_{out}^j(t)}{a_{in}^j(t)}$  是系统的反射系数. 当  $g = 0$  时, 即对应光子输入空腔的情况, 有

$$R'_j(\omega_p) = \frac{i(\omega_c - \omega_p) - \frac{\kappa}{2}}{i(\omega_c - \omega_p) + \frac{\kappa}{2}}. \quad (6)$$

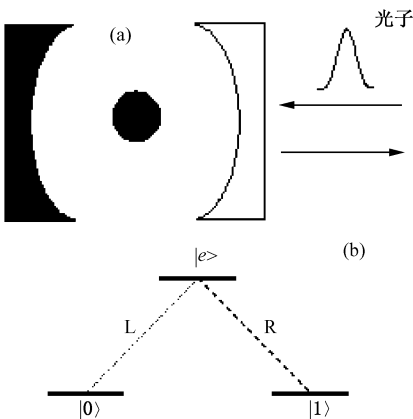


图 1 (a) 实验装置示意图; (b) 原子能级示意图

如果原子初始时处于  $|0\rangle$  态, 则只有处于左旋态的入射光子  $|L\rangle$  与腔模  $a_0$  及原子发生相互作用. 根据(5)式, 得到输出的光子态为  $|\varphi_{out}\rangle_L = R(\omega_p)$

$|L\rangle \approx e^{i\phi} |L\rangle$ , 其中相位变化量  $\phi$  由(5)式的各参数决定. 而对于处于右旋态的入射光子  $|R\rangle$ , 由于与原子没有发生相互作用, 相当于进入一个空腔, 根据(6)式, 输出的光子态为  $|\varphi_{out}\rangle_R = R'(\omega_p) |R\rangle \approx e^{i\phi'} |R\rangle$ , 其中相位变化量  $\phi'$  由式(6)的各参数决定. 综上所述, 对于初态制备为  $|\varphi_{in}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|L\rangle + |R\rangle)$  的入射单光子脉冲, 经腔反射后, 其相应的输出脉冲为

$$|\varphi_{out}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(e^{i\phi} |L\rangle + e^{i\phi'} |R\rangle), \quad (7)$$

相位差  $\phi' - \phi$  定义为法拉第旋转角.

类似地, 如果原子初始时处于  $|1\rangle$  态, 对于初态制备为  $|\varphi_{in}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|L\rangle + |R\rangle)$  的入射单光子脉冲, 经腔反射后, 其相应的输出脉冲为

$$|\varphi'_{out}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(e^{i\phi'} |L\rangle + e^{i\phi} |R\rangle), \quad (8)$$

相位差  $\phi - \phi'$  定义为法拉第旋转角.

### 3. 光子 Bell 态分析器

两光子的四个 Bell 态为

$$|\phi\rangle_{\pm} = \frac{1}{\sqrt{2}}(|L\rangle|L\rangle \pm |R\rangle|R\rangle), \quad (9)$$

$$|\psi\rangle_{\pm} = \frac{1}{\sqrt{2}}(|L\rangle|R\rangle \pm |R\rangle|L\rangle). \quad (10)$$

下面利用法拉第旋转实现完全且非破坏地区分上述四个态.

1) 若光子 1 和光子 2 初始时处于态(9), 让这两个光子依次进入双模单泄漏腔(如图 1 所示), 其中腔中的原子处于态  $|\varphi\rangle_{atom} = \frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle + |1\rangle)$

(以下假定所有光腔中的原子初始时都处于这个态). 根据(7)和(8)式, 当两光子被腔反射后, 两光子和腔中原子组成系统的态为

$$|\Phi'_{\pm}\rangle = \frac{1}{2} [ |0\rangle (e^{i(\phi_1+\phi_2)} |LL\rangle \pm e^{i(\phi_1+\phi_2)} |RR\rangle) + |1\rangle (e^{i(\phi_1+\phi_2)} |LL\rangle \pm e^{i(\phi_1+\phi_2)} |RR\rangle) ],$$

其中  $\phi_j, \phi'_j$  ( $j=1, 2$ ) 表示第  $j$  个光子经腔反射后所获得的相位. 选择合适的参量, 使得  $\phi_1 = \phi_2 = \pi$ ,  $\phi'_1 = \phi'_2 = \frac{\pi}{2}$ , 则

$$|\Phi''_{\pm}\rangle = \frac{1}{2} (|0\rangle - |1\rangle) (|LL\rangle \mp |RR\rangle).$$

然后对原子实施 Hadamard 变换, 即  $|0\rangle \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle + |1\rangle)$ ,  $|1\rangle \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle - |1\rangle)$ , 则有

$$|\Phi_{\pm}^{\prime\prime}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|1\rangle(|LL\rangle \mp |RR\rangle)). \quad (11)$$

若光子 1 和光子 2 初始时处于态 (10), 则经历以上过程后, 两光子和腔中原子组成系统的态演化为

$$|\Psi_{\pm}^{\prime\prime}\rangle = -\frac{i}{\sqrt{2}}|0\rangle(|LR\rangle \pm |RL\rangle). \quad (12)$$

最后, 在基  $\{|0\rangle, |1\rangle\}$  上测量原子态. 如果原子处于态  $|0\rangle$ , 则证明入射前两光子处于态  $|\psi\rangle_{\pm}$ ; 如果原子处于态  $|1\rangle$ , 则证明入射前两光子处于态  $|\phi\rangle_{\pm}$ . 这样, 四个 Bell 态已被分成了两组  $\{|\phi\rangle_{\pm}\}$  和  $\{|\psi\rangle_{\pm}\}$ .

2) 下面进一步区分  $|\phi\rangle_{+}$  与  $|\phi\rangle_{-}$  或  $|\psi\rangle_{+}$  与  $|\psi\rangle_{-}$ . 对两光子分别实施 Hadamard 变换, 即  $|L\rangle \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}}(|L\rangle + |R\rangle)$ ,  $|R\rangle \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}}(|L\rangle - |R\rangle)$ , 则  $|\phi\rangle_{+} \rightarrow |\phi\rangle_{+}$ ,  $|\phi\rangle_{-} \rightarrow |\psi\rangle_{+}$ ,  $|\psi\rangle_{+} \rightarrow |\phi\rangle_{-}$ ,  $|\psi\rangle_{-} \rightarrow |\psi\rangle_{-}$ . 将两光子再次分别输入图 1 所示的腔, 经腔反射后, 再对原子实施 Hadamard 变换, 然后在基  $\{|0\rangle, |1\rangle\}$  上测量原子态, 即可将  $|\phi\rangle_{+}$  与  $|\phi\rangle_{-}$  或  $|\psi\rangle_{+}$  与  $|\psi\rangle_{-}$  区分开来, 从而实现了 Bell 态的完全识别. 原子态的两次测量结果和 Bell 态之间的对应关系如表 1 所示.

表 1 原子态的两次测量结果和 Bell 态之间的对应关系

量子态	$ \phi\rangle_{+}$	$ \phi\rangle_{-}$	$ \psi\rangle_{+}$	$ \psi\rangle_{-}$
第一次测量结果	$ 1\rangle$	$ 1\rangle$	$ 0\rangle$	$ 0\rangle$
第二次测量结果	$ 0\rangle$	$ 1\rangle$	$ 1\rangle$	$ 0\rangle$

经上述两次腔反射后, 两光子态由  $|\phi\rangle_{+} \rightarrow |\psi\rangle_{+}$ , 或  $|\phi\rangle_{-} \rightarrow |\phi\rangle_{-}$ , 或  $|\psi\rangle_{+} \rightarrow |\phi\rangle_{+}$ , 或  $|\psi\rangle_{-} \rightarrow |\psi\rangle_{-}$ , 有两个 Bell 态发生了变化. 因而, 尽管我们已实现了 Bell 态的完全识别, 但却可能是破坏性的. 不过, 只要对上述方案作一点修正, 即让两光子再经历图 2 所示过程即可实现 Bell 态的完全且

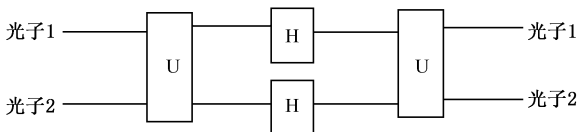


图 2 光子操作示意图. U 表示光子被囚禁原子腔反射操作, H 表示对光子进行 Hadamard 变换, 两个腔中的原子均处于

$$|\varphi\rangle_{\text{atom}} = \frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle + |1\rangle)\text{ 态}$$

非破坏地识别.

#### 4. 光子 GHZ 态分析器

三光子 GHZ 态为

$$|\Phi_1^{\pm}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|LLL\rangle \pm |RRR\rangle)_{123}, \quad (13)$$

$$|\Phi_2^{\pm}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|RLL\rangle \pm |LRR\rangle)_{123}, \quad (14)$$

$$|\Phi_3^{\pm}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|LRL\rangle \pm |RLR\rangle)_{123}, \quad (15)$$

$$|\Phi_4^{\pm}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|LLR\rangle \pm |RRL\rangle)_{123}. \quad (16)$$

如何识别上述八个态呢?

1) 首先让光子 1 和光子 2 依次进入光腔 (如图 1) 并反射, 然后对原子实施 Hadamard 变换, 再测量原子态. 如果测量结果为  $|0\rangle$ , 则三光子的态为  $|\Phi_2^{\pm}\rangle$  或  $|\Phi_3^{\pm}\rangle$  中的一个; 如果测量结果为  $|1\rangle$ , 则三光子的态为  $|\Phi_1^{\pm}\rangle$  或  $|\Phi_4^{\pm}\rangle$  中的一个, 即可将  $\{|\Phi_1^{\pm}\rangle, |\Phi_4^{\pm}\rangle\}$  与  $\{|\Phi_2^{\pm}\rangle, |\Phi_3^{\pm}\rangle\}$  区分开来.

2) 其次, 再让光子 1 和光子 3 经历步骤 1), 如果测得原子态为  $|0\rangle$ , 则三光子的态为  $|\Phi_2^{\pm}\rangle$  或  $|\Phi_4^{\pm}\rangle$  中的一个; 如果测得原子态为  $|1\rangle$ , 则三光子的态为  $|\Phi_1^{\pm}\rangle$  或  $|\Phi_3^{\pm}\rangle$  中的一个. 至此, 我们已经把八个 GHZ 态分成了  $\{|\Phi_1^{\pm}\rangle\}$ ,  $\{|\Phi_2^{\pm}\rangle\}$ ,  $\{|\Phi_3^{\pm}\rangle\}$  和  $\{|\Phi_4^{\pm}\rangle\}$  四组.

经上述两个步骤后, 三光子态  $|\Phi_1^{\pm}\rangle$  和  $|\Phi_2^{\pm}\rangle$  没有发生变化, 但  $|\Phi_3^{\pm}\rangle \rightarrow |\Phi_3^{\mp}\rangle$ ,  $|\Phi_4^{\pm}\rangle \rightarrow |\Phi_4^{\mp}\rangle$ . 为后面测量的需要, 三光子态需还原为初始态, 这可通过让光子 1 和光子 2、光子 1 和光子 3 分别被囚禁有原子态  $|\varphi\rangle_{\text{atom}} = \frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle \pm |1\rangle)$  的光腔反射即可实现.

3) 接着, 为了识别  $|\Phi_i^{\pm}\rangle$  与  $|\Phi_i^{\mp}\rangle$  ( $i=1, 2, 3, 4$ ), 对三个光子实施 Hadamard 变换, 则态 (13)—(16) 变为

$$|\Phi_1^{\pm}\rangle = \frac{1}{2}(|LLL\rangle + |LRR\rangle + |RRL\rangle + |RLR\rangle),$$

$$|\Phi_1^{\mp}\rangle = \frac{1}{2}(|LLR\rangle + |LRL\rangle + |RLL\rangle + |RRR\rangle),$$

$$|\Phi_2^{\pm}\rangle = \frac{1}{2}(|LLL\rangle + |LRR\rangle$$

$$\begin{aligned}
& - |RLR\rangle - |RRL\rangle), \\
|\Phi_2'^-\rangle &= \frac{1}{2}(|LLR\rangle + |LRL\rangle \\
& - |RLL\rangle - |RRR\rangle), \\
|\Phi_3'^+\rangle &= \frac{1}{2}(|LLL\rangle - |LRR\rangle \\
& + |RLR\rangle - |RRL\rangle), \\
|\Phi_3'^-\rangle &= \frac{1}{2}(|LLR\rangle - |LRL\rangle \\
& + |RLL\rangle - |RRR\rangle), \\
|\Phi_4'^+\rangle &= \frac{1}{2}(|LLL\rangle - |LRR\rangle \\
& - |RLR\rangle + |RRL\rangle), \\
|\Phi_4'^-\rangle &= \frac{1}{2}(-|LLR\rangle + |LRL\rangle \\
& + |RLL\rangle - |RRR\rangle), \\
& - |RLL\rangle + |RRR\rangle), \tag{20} \\
|\Phi_3''^+\rangle &= \frac{1}{2\sqrt{2}}(|0\rangle + i|1\rangle)(-|LLL\rangle - |LRR\rangle \\
& + |RLR\rangle - |RRL\rangle), \tag{21} \\
|\Phi_3''^-\rangle &= \frac{i}{2\sqrt{2}}(|0\rangle - i|1\rangle)(|LLR\rangle - |LRL\rangle \\
& + |RLL\rangle + |RRR\rangle), \tag{22} \\
|\Phi_4''^+\rangle &= \frac{1}{2\sqrt{2}}(|0\rangle + i|1\rangle)(-|LLL\rangle - |LRR\rangle \\
& - |RLR\rangle + |RRL\rangle), \tag{23} \\
|\Phi_4''^-\rangle &= \frac{i}{2\sqrt{2}}(|0\rangle - i|1\rangle)(-|LLR\rangle + |LRL\rangle \\
& + |RLL\rangle + |RRR\rangle). \tag{24}
\end{aligned}$$

最后,在基  $\left\{ |+\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle + i|1\rangle), |-\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \right.$

$(|0\rangle - i|1\rangle) \left. \right\}$  上测量原子态. 若测量结果为

$|+\rangle$ , 则说明三光子初始时处于态  $|\Phi_i^+\rangle$ ; 若测量结果为  $|-\rangle$ , 则说明三光子初始时处于态  $|\Phi_i^-\rangle$ . 这样, 就实现了 GHZ 态的完全识别. 原子态的三次测量结果和 GHZ 态之间的对应关系如表 2 所示.

经上述三个步骤后, 尽管已实现了 GHZ 态的完全识别, 但从 (17)–(24) 式可以看出, 三光子 GHZ 态已被破坏. 不过, 只要对上述方案作一点修正, 即让三个光子再依次输入光腔并反射, 然后对三个光子实施 Hadamard 变换, 即可实现 GHZ 态的完全且非破坏地识别. 该方案可拓展去实现 N 光子 GHZ 态的完全识别.

表 2 原子态的三次测量结果和 GHZ 态之间的对应关系

量子态	$ \Phi_1^+\rangle$	$ \Phi_1^-\rangle$	$ \Phi_2^+\rangle$	$ \Phi_2^-\rangle$	$ \Phi_3^+\rangle$	$ \Phi_3^-\rangle$	$ \Phi_4^+\rangle$	$ \Phi_4^-\rangle$
1	$ 1\rangle$	$ 1\rangle$	$ 0\rangle$	$ 0\rangle$	$ 0\rangle$	$ 0\rangle$	$ 1\rangle$	$ 1\rangle$
2	$ 1\rangle$	$ 1\rangle$	$ 0\rangle$	$ 0\rangle$	$ 1\rangle$	$ 1\rangle$	$ 0\rangle$	$ 0\rangle$
3	$ +\rangle$	$ -\rangle$	$ +\rangle$	$ -\rangle$	$ +\rangle$	$ -\rangle$	$ +\rangle$	$ -\rangle$

## 5. 结 论

本文利用由囚禁原子腔的输入输出过程所产生的法拉第旋转, 成功构造了完全且非破坏的 Bell 态分析器和 GHZ 态分析器. 这些方案成功的关键是方

程(5)要成立, 这就要求  $\kappa$  需足够大, 使得  $\langle \sigma_z \rangle = -1$ , 即在低品质光腔中就可实现, 文献[16]的数值计算已证实了这一点. 同时, 由方程(5)可知,  $g$  值不需要很大. 因而, 与之前的文献[11, 17–21]比较, 现在的方案不需要强耦合条件, 对腔品质的要求大大降低, 在目前的实验条件下更容易实现.

- [1] Bennett C H, Brassard G, Crépeau C, Jozsa R, Peres A, Wootters W K 1993 *Phys. Rev. Lett.* **70** 1895
- [2] Bennett C H, Wiesner S J 1992 *Phys. Rev. Lett.* **69** 2881
- [3] Zukowski M, Zeilinger A, Horne M A, Ekert A K 1993 *Phys. Rev. Lett.* **71** 4287
- [4] Nielsen M A 2003 *Phys. Lett. A* **308** 96
- [5] Raussendorf R, Briegel H J 2001 *Phys. Rev. Lett.* **86** 5188
- [6] Bennett C H, Di Vincenzo D P, Smolin J A, Wootters W K 1996 *Phys. Rev. A* **54** 3824
- [7] Calsamiglia J, Lütkenhaus N 2001 *Appl. Phys. B* **72** 67
- [8] Pan J W, Zeilinger A 1998 *Phys. Rev. A* **57** 2208
- [9] Barrett S D, Kok P, Nemoto K, Beausoleil R G, Munro W J, Spiller T P 2005 *Phys. Rev. A* **71** 060302
- [10] Qian J, Feng X L, Gong S Q 2005 *Phys. Rev. A* **72** 52308
- [11] Lin X M, Chen Z H, Lin G W, Chen X D, Ni B B 2009 *Opt. Commun.* **282** 3371
- [12] Courtens E 1968 *Phys. Rev. Lett.* **21** 3
- [13] Labeyrie G, Miniatura C, Kaiser R 2001 *Phys. Rev. A* **64** 033402
- [14] Li Y Q, Steuerman D W, Berezovsky J, Seferos D S, Bazan G C, Awschalom D D 2006 *Appl. Phys. Lett.* **88** 193126
- [15] Wang B, Duan L M 2007 *Phys. Rev. A* **75** 050304.
- [16] An J H, Feng M, Oh C H 2009 *Phys. Rev. A* **79** 032303.
- [17] Duan L M, Kimble H J 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 127902
- [18] Xiao Y F, Lin X M, Gao J, Yang Y, Han Z F, Guo G C 2004 *Phys. Rev. A* **70** 042314
- [19] Huang X H, Lin X M, Lin G W, Chen Z H, Tang Y X 2008 *Chin. Phys. B* **17** 4382
- [20] Lin G W, Lin X M, Chen L B, Du Q H, Chen Z H 2008 *Chin. Phys. B* **17** 64
- [21] Pan G Z, Yang M, Cao Z L 2009 *Chin. Phys. B* **18** 2319

## Implementation of photon Bell-state and GHZ-state analyzers through the Faraday rotation \*

Chen Xiao-Dong<sup>1)</sup> Xiao Shao-Jun<sup>1)</sup> Gu Yong-Jian<sup>2)</sup> Lin Xiu-Min<sup>1)†</sup>

1) (School of Physics and Optoelectronics Technology, Fujian Normal University, Fuzhou 350007, China)

2) (Department of Physics, Ocean University of China, Qingdao 266100, China)

(Received 30 October 2009; revised manuscript received 25 November 2009)

### Abstract

The schemes are presented for realizing optical Bell-state and GHZ-state analyzers through the Faraday rotation, which results from polarization photon reflected by optical cavity with trapped atom. They can be extended to the case of completely distinguishing photon Bell-state and GHZ-state without destroying quantum qubit. In the schemes, strong-coupling condition is not needed and the analyzers can be implemented in low-Q cavity, which further lower the difficulty in experiment.

**Keywords:** Bell-state analyzer, GHZ-state analyzer, Faraday rotation, low-Q cavity

**PACC:** 0367, 4250

\* Project supported by National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 60878059, 60677044, 10574022, 10947147), the Natural Science Foundation of Fujian Province of China (Grant No. 2007J0002).

† Corresponding author. E-mail: xmlin@fjnu.edu.cn