

耗散环境下三原子之间稳定纠缠的 量子反馈控制*

陈 宇 邹 健[†] 李军刚 邵 彬

(北京理工大学物理系, 北京 100081)

(2010 年 3 月 12 日收到; 2010 年 6 月 22 日收到修改稿)

研究利用基于量子跳跃的量子反馈控制来产生三个二能级原子之间稳定的纠缠. 考虑三个二能级原子处于一个严重耗散的单模光腔中, 分别讨论了反馈作用在一个原子上和反馈同时作用在三个原子上的情况. 研究发现: 当反馈作用在某个原子上时, 基于量子跳跃的量子反馈能够保护另外两个原子的最大纠缠态. 当反馈同时作用在三个原子上时, 选择合适的参数可以得到两个基矢张开的无消相干子空间, 并且利用量子轨迹蒙特卡罗波函数方法, 得到一定初始条件下系统最终可以演化到这个子空间中三个原子之间的最大纠缠态.

关键词: 量子纠缠, 量子反馈, 量子轨迹

PACC: 0367

1. 引 言

量子纠缠是量子计算和量子信息处理的一个重要资源, 对量子纠缠的研究不仅有助于人们对量子力学基础问题的进一步理解, 而且在量子隐形传态^[1-5]、量子编码^[6-9]、量子密钥分配^[10-12]和量子计算中都具有重要的应用价值. 虽然目前许多实验都可以产生纠缠态^[13-17], 但是实际系统不可避免地要与环境发生相互作用而产生量子消相干, 这对于量子纠缠起着严重的破坏作用. 因此, 要想得到稳定的高质量量子纠缠, 就必须克服量子消相干^[18-20].

长期以来, 人们一直在努力寻找克服量子消相干的方法. 将经典控制论的概念引入量子力学领域, 得到了一种克服量子消相干的方法, 即量子反馈控制. 量子反馈控制的原理是首先对一个系统进行测量, 然后根据测量的结果决定是否对系统进行操作, 进而调整系统的动力学演化, 有效地抑制量子耗散和克服量子消相干. Wiseman 和 Milburn^[21-24]在理论上提出了利用基于零差测量的连续测量反馈来克服耗散的方案, 这一理论在实验上取得了一定的进展^[25-28]. 在一个包含两个二能级

原子的系统中, 通过应用马尔科夫反馈方案可以有效地提高系统定态的纠缠^[29]. Yamamoto^[30]给出了一个确定反馈哈密顿量的方法, 利用该方法可以确定有限维系统的反馈哈密顿量, 进而得到一个纯的定态. Carvalho 等^[31]提出了基于量子跳跃的量子反馈方案, 当考虑自发辐射和耗散时, 应用这种方案可以得到单模光腔中两原子之间的最大纠缠态. 另外, Carvalho 等^[32]还对不同探测方式和不同的反馈哈密顿量产生纠缠的效果进行了对比, 发现基于量子跳跃的反馈能够更好地保护系统的纠缠. 研究表明, 通过对比分析对称量子反馈和非对称量子反馈对耗散的抑制效果, 对称量子反馈可以保护四个 Bell 态不受外部环境的影响, 而非对称量子反馈可以辅助制备纠缠度很高的定态量子纠缠而不受量子比特初始状态的影响^[33]. 对于两个二能级原子分别位于两个单模光腔的情况, 研究发现使用基于量子跳跃的反馈方案可以产生空间分离的稳定的纠缠态^[34].

在量子信息处理中, 稳定的多粒子纠缠起着十分重要的作用. 所以很自然地想到如何使用量子反馈控制克服量子消相干, 进而得到稳定的多粒子纠缠态. 本文主要讨论基于量子跳跃的单模光腔中三个二能级原子之间纠缠的量子反馈控制. 研究发

* 国家自然科学基金(批准号: 10974016)资助的课题.

[†] 通讯联系人. E-mail: zoujian@bit.edu.cn

现,当反馈作用在某个原子上时,基于量子跳跃的量子反馈能够保护另外两个原子之间的最大纠缠态;当反馈同时作用在三个原子上时,我们能解析地证明选择合适的参数可以得到两个基矢张开的无消相干子空间,并且利用量子轨迹蒙特卡罗波函数方法,得到一定初始条件下系统最终可以演化到这个子空间中三个原子之间纠缠度最大的态.

2. 模 型

考虑一个单模光腔中包含三个相同的二能级原子,这三个原子之间无相互作用,每个原子分别与光腔中的单模光场耦合,假设耦合强度均为 g ,并且施加一经典驱动.腔模的衰减率为 κ ,三个原子的自发衰减率分别为 γ_1, γ_2 和 γ_3 . 在没有反馈的情况下,描述系统的主方程为^[32]

$$\dot{\rho} = -i\Omega[(J_+ + J_-), \rho] - ig[(J_+ a + J_- a^+), \rho] + \kappa D[a]\rho + \sum_i \gamma_i D[\sigma_i]\rho. \quad (1)$$

这里 $D(c)$ 为超算符,

$$D(c)\rho = c\rho c^+ - \frac{1}{2}(c^+ c\rho + \rho c^+ c); \quad (2)$$

J_- 和 J_+ 为角动量算符,

$$J_- = \sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3, \quad (3)$$

$$J_+ = \sigma_1^+ + \sigma_2^+ + \sigma_3^+; \quad (4)$$

σ_i^+ 和 σ_i 分别是第 i ($i = 1, 2, 3$) 个原子的升算符和降算符; a^+ 和 a 分别是光腔中光子的产生算符和湮没算符. (1)式等号右边的前两项分别表示经典驱动和原子与光腔的耦合,第三项表示腔模的衰减,第四项表示原子的自发辐射,超算符表示系统的不可逆演化.当腔模的衰减率 κ 远大于与系统相关的频率时,在绝热近似条件下可以约化掉场的自由度.这样就得到了只保留原子自由度的主方程^[29]

$$\dot{\rho} = -i\Omega[(J_+ + J_-), \rho] + \Gamma D[J_-]\rho + \sum_i \gamma_i D[\sigma_i]\rho, \quad (5)$$

其中 $\Gamma = g^2/\kappa$ 为等效集体衰减率.如果等效集体衰减率远大于原子的自发辐射率,即 $\Gamma \gg \gamma_1, \gamma_2, \gamma_3$, 这样就可以忽略(5)式等号右边原子的自发辐射项,得到

$$\dot{\rho} = -i\Omega[(J_+ + J_-), \rho] + \Gamma D[J_-]\rho, \quad (6)$$

这就是著名的 Dicke 模型.

基于量子跳跃的量子反馈方案如图 1 所示,每

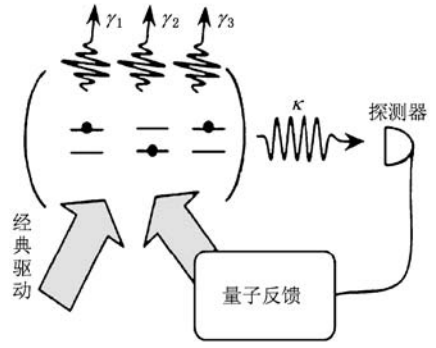


图 1 量子反馈方案

当探测器探测到光子就执行量子反馈,反馈哈密顿量用 F 表示.应用光电探测方法对系统进行测量,此时信号是间断的,只有探测到光子时才应用反馈哈密顿量.此时系统的主方程为^[31,32,34]

$$\dot{\rho} = -\frac{i}{\hbar}\Omega[(J_+ + J_-), \rho] + \Gamma D[UJ_-]\rho, \quad (7)$$

其中

$$D[UJ_-] = UJ_- \rho J_+ U^+ - (J_+ J_- \rho + \rho J_+ J_-)/2.$$

么正变换

$$U = \exp(-iF\delta t/\hbar)$$

表示反馈哈密顿量作用在系统上有限时间 δt 的演化,反馈是在探测到光子后马上实施的.

本文使用量子轨迹蒙特卡罗波函数方法^[35]对反馈过程进行数值模拟,下面对这种方法进行简单介绍.

对于所研究的系统,首先考虑非厄米哈密顿量

$$H = H_s - \frac{i\hbar}{2}C^+ C, \quad (8)$$

其中

$$H_s = \Omega(J_+ + J_-),$$

$$C = UJ_-.$$

在此哈密顿量作用下,当 δt 很小时,系统的演化为

$$|\phi^1(t + \delta t)\rangle = \left(1 - \frac{iH\delta t}{\hbar}\right) |\phi(t)\rangle. \quad (9)$$

因为 H 是非厄米的,因此 $|\phi^1(t + \delta t)\rangle$ 不是归一化的,

$$\begin{aligned} & \langle \phi^1(t + \delta t) | \phi^1(t + \delta t) \rangle \\ &= \langle \phi(t) | \left(1 + \frac{iH^+ \delta t}{\hbar}\right) \left(1 - \frac{iH\delta t}{\hbar}\right) | \phi(t) \rangle \\ &= 1 - \delta p, \end{aligned} \quad (10)$$

其中

$$\begin{aligned} \delta p &= \delta t \frac{i}{\hbar} \langle \phi(t) | (H - H^+) | \phi(t) \rangle \\ &= \delta t \langle \phi(t) | C^+ C | \phi(t) \rangle. \end{aligned}$$

当 $\delta t \ll 1$ 时, $\delta p \ll 1$.

定义 ε 为均匀分布于 $[0, 1]$ 之间的随机数, 根据 ε 与 δp 的比较结果, 系统的波函数会有两种不同的形式. 当 $\varepsilon \geq \delta p$ 时, 没有量子跳跃发生, 由于 $\delta p \ll 1$, 这种情况占绝大多数. 此时系统归一化波函数为

$$|\phi(t + \delta t)\rangle = \frac{|\phi^1(t + \delta t)\rangle}{\sqrt{1 - \delta p}}. \quad (11)$$

当 $\varepsilon < \delta p$ 时, 就会发生量子跳跃, 此时

$$|\phi(t + \delta t)\rangle = C |\phi(t)\rangle. \quad (12)$$

3. 量子反馈控制

本文研究基于量子跳跃的量子反馈控制, 系统的主方程是(7)式. 根据 Yamamoto 理论^[30], 当且仅当 UJ_- 和 $i\Omega(J_+ + J_-) + (1/2)GJ_+J_-$ 有共同的本征矢量 $|\phi\rangle$ 时, 主方程才有稳定的纯态解 $|\phi\rangle$. 应用量子反馈控制时, 系统状态演化过程主要受反馈哈密顿量的控制, 对于本文所研究的问题, 么正变换 $U = \exp(-iF\delta t/\hbar)$ 代表了反馈哈密顿量作用在系统上有限时间 δt 的演化. 下面给出两种不同形式的反馈哈密顿量并进行讨论.

3.1. 量子反馈只作用在一个原子上

当量子反馈只作用在其中一个原子上时, 即

$$F = \lambda \sigma_{1x} \otimes I \otimes I,$$

么正变换为

$$\begin{aligned} U &= \exp(-iF\delta t/\hbar) \\ &= \exp(-i\tilde{\lambda}\sigma_{1x} \otimes I \otimes I), \end{aligned} \quad (13)$$

其中

$$\begin{aligned} \tilde{\lambda} &= \lambda\delta t/\hbar, \\ \sigma_{1x} &= \sigma_1 + \sigma_1^\dagger. \end{aligned}$$

通过计算不难得到 UJ_- 的本征矢量为

$$\begin{aligned} |\phi\rangle &= C_1(-i \cot \tilde{\lambda} |gge\rangle + i \cot \tilde{\lambda} |geg\rangle \\ &\quad - |ege\rangle + |eeg\rangle), \end{aligned} \quad (14)$$

$i\Omega(J_+ + J_-) + (1/2)GJ_+J_-$ 的本征矢量为

$$\begin{aligned} |\phi'\rangle &= C_2 \left(\frac{i(-1 + \sqrt{1 - 16(\Omega/\Gamma)^2})}{4\Omega/\Gamma} |gge\rangle \right. \\ &\quad - \frac{i(-1 + \sqrt{1 - 16(\Omega/\Gamma)^2})}{4\Omega/\Gamma} \tilde{\lambda} |geg\rangle \\ &\quad \left. - |ege\rangle + |eeg\rangle \right). \end{aligned} \quad (15)$$

这里 C_1, C_2 为归一化系数, 可分别表示为

$$C_1 = \frac{1}{\sqrt{2(1 + \cot^2 \tilde{\lambda})}},$$

$$C_2 = \frac{2\Omega/\Gamma}{\sqrt{1 - \sqrt{1 - 16(\Omega/\Gamma)^2}}}.$$

当 $\Omega/\Gamma = 0.25, \tilde{\lambda} = \frac{1}{4}\pi$ 时, 可以得到 UJ_- 和 $i\Omega(J_+ + J_-) + (1/2)GJ_+J_-$ 的一个共同本征矢量为

$$|\phi\rangle = - \left(\frac{i|g\rangle + |e\rangle}{\sqrt{2}} \right) \left(\frac{|ge\rangle - |eg\rangle}{\sqrt{2}} \right). \quad (16)$$

从(16)式可以看出, 在这个状态中原子 2 和原子 3 处于最大纠缠态, 亦即量子反馈能够克服量子消相干保护原子 2 和原子 3 的最大纠缠态. 同理, 当反馈作用在原子 2 上时, 量子反馈能够保护原子 1 和原子 3 的最大纠缠态; 当反馈作用在原子 3 上时, 量子反馈能够保护原子 1 和原子 2 的最大纠缠态. 因此, 当反馈作用在某个原子上时, 基于量子跳跃的量子反馈能够克服量子消相干保护另外两个原子的最大纠缠态.

3.2. 量子反馈同时作用在三个原子上

当量子反馈同时作用在三个原子上时, 此时反馈哈密顿量的形式为

$$F = \lambda(\sigma_{1x} \otimes I \otimes I + I \otimes \sigma_{2x} \otimes I + I \otimes I \otimes \sigma_{3x}),$$

么正变换为

$$\begin{aligned} U &= \exp(-iF\delta t/\hbar) \\ &= \exp(-i\tilde{\lambda}(\sigma_{1x} \otimes I \otimes I + I \otimes \sigma_{2x} \otimes I \\ &\quad + I \otimes I \otimes \sigma_{3x})). \end{aligned} \quad (17)$$

此时 UJ_- 的本征矢量为

$$\begin{aligned} |\varphi_1\rangle &= C_1(-i \cot \tilde{\lambda} |gge\rangle - |gee\rangle \\ &\quad + i \cot \tilde{\lambda} |egg\rangle + |eeg\rangle), \end{aligned} \quad (18)$$

$$\begin{aligned} |\varphi_2\rangle &= C_1(-i \cot \tilde{\lambda} |geg\rangle - |gee\rangle \\ &\quad + i \cot \tilde{\lambda} |egg\rangle + |ege\rangle), \end{aligned} \quad (19)$$

$i\Omega(J_+ + J_-) + (1/2)GJ_+J_-$ 的本征矢量为

$$\begin{aligned} |\varphi'_1\rangle &= C_2 \left(\frac{i(-1 + \sqrt{1 - 16(\Omega/\Gamma)^2})}{4\Omega/\Gamma} |gge\rangle - |gee\rangle \right. \\ &\quad \left. - \frac{i(-1 + \sqrt{1 - 16(\Omega/\Gamma)^2})}{4\Omega/\Gamma} |egg\rangle + |eeg\rangle \right), \end{aligned} \quad (20)$$

$$\begin{aligned} |\varphi'_2\rangle &= C_2 \left(\frac{i(-1 + \sqrt{1 - 16(\Omega/\Gamma)^2})}{4\Omega/\Gamma} |geg\rangle - |gee\rangle \right. \\ &\quad \left. - \frac{i(-1 + \sqrt{1 - 16(\Omega/\Gamma)^2})}{4\Omega/\Gamma} |egg\rangle + |ege\rangle \right). \end{aligned} \quad (21)$$

当参数 $\Omega/\Gamma = 0.25$, $\tilde{\lambda} = \frac{1}{4}\pi$ 时, UJ_- 和 $i\Omega(J_+ + J_-)$

+ $(1/2)\Gamma J_+ J_-$ 两个算符共同的本征矢量为

$$|\varphi_1\rangle = 0.5(-i|gge\rangle - |gee\rangle + i|egg\rangle + |eeg\rangle), \quad (22)$$

$$|\varphi_2\rangle = 0.5(-i|geg\rangle - |gee\rangle + i|egg\rangle + |ege\rangle), \quad (23)$$

并且这两个本征矢量的本征值相同. 因此量子反馈控制保护的状态应该处于 UJ_- 和 $i\Omega(J_+ + J_-)$ + $(1/2)\Gamma J_+ J_-$ 这两个共同本征矢量组成的子空间. 这说明系统的最终状态将依赖于初始状态.

从(22)和(23)式可以看出, $|\varphi_1\rangle$ 和 $|\varphi_2\rangle$ 不正交, 并且不难证明 $|\varphi_1\rangle$ 与 $\sqrt{\frac{1}{3}}(|\varphi_1\rangle - 2|\varphi_2\rangle)$ 正交.

在计算三原子系统的纠缠度之前, 首先简单介绍多体纠缠的度量方法. 本文使用比较常用的 Borrás 等^[36]提出的方法计算三个原子之间的纠缠度. 计算的具体步骤如下: 先把多体系统分成两部分, 对密度矩阵进行部分转置, 求出其负的本征值 α_i , 再根据下列公式得到每一种两体系统的纠缠度:

$$E(i) = \frac{2}{2^m - 1} \sum_i |\alpha_i|,$$

其中 m 为两分子系统中较小的子系统的粒子数. 然后, 根据下列公式得到平均纠缠度:

$$E^{(m)} = \frac{1}{N_{\text{bipart}}^m} \sum_{i=1}^{N_{\text{bipart}}^m} E(i),$$

其中 N 为系统的总粒子数, $N_{\text{bipart}}^m = \binom{N}{m}$ 表示把 N

分为 $N - m$ 和 m 两部分的所有可能情况的总数. 最后, 由下式得到系统的纠缠度:

$$E = \frac{1}{[N/2]} \sum_{m=1}^{[N/2]} E^{(m)}.$$

这里 $[a]$ 表示不大于 a 的最大整数.

现在考虑被保护子空间的叠加态

$$|\varphi\rangle = w|\varphi_1\rangle + \sqrt{\frac{1-w^2}{3}}(|\varphi_1\rangle - 2|\varphi_2\rangle), \quad (24)$$

其中 $-1 \leq w \leq 1$. 利用以上介绍的多体系统纠缠度的计算方法来计算 φ_1 和 φ_2 叠加态(24)式的纠缠度. 图2给出了纠缠度 E 与 w 的关系. 从图2可以看出, 系统的纠缠度最大为 0.81. 对应 $w = -0.8661$, $0, 0.8661$ 时的态矢量分别为

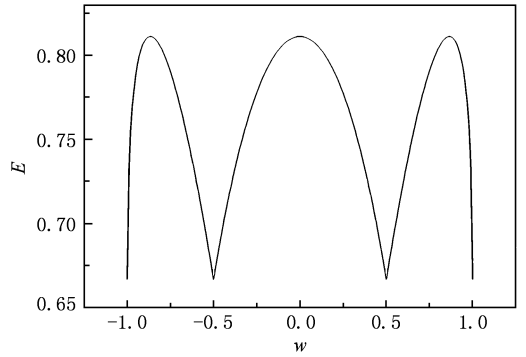


图2 系统纠缠度 E 随 w 的变化关系

$$|\phi_1\rangle = 0.2887(i|gge\rangle + i|geg\rangle + 2|gee\rangle - 2i|egg\rangle - |ege\rangle - |eeg\rangle), \quad (25)$$

$$|\phi_2\rangle = 0.2887(-i|gge\rangle + 2i|geg\rangle + |gee\rangle - i|egg\rangle - 2|ege\rangle + |eeg\rangle), \quad (26)$$

$$|\phi_3\rangle = 0.2887(-2i|gge\rangle + i|geg\rangle - |gee\rangle + i|egg\rangle - |ege\rangle + 2|eeg\rangle). \quad (27)$$

下面利用量子轨迹蒙特卡罗波函数方法来求解系统的演化. 通过计算机数值模拟发现: 当初始状态为 $|gee\rangle$ 和 $|egg\rangle$ 时, 系统最终演化到状态 $|\phi_1\rangle$; 当初始状态为 $|geg\rangle$ 和 $|ege\rangle$ 时, 系统最终演化到状态 $|\phi_2\rangle$; 当初始状态为 $|gge\rangle$ 和 $|eeg\rangle$ 时, 系统最终演化到状态 $|\phi_3\rangle$. 这说明, 当系统初始无论处于 $|gge\rangle$, $|geg\rangle$, $|egg\rangle$, $|gee\rangle$, $|ege\rangle$, 还是处于 $|eeg\rangle$, 系统最终都演化到由(22)和(23)式构成的子空间中的三粒子最大纠缠态. 初始状态为 $|gge\rangle$ 时计算结果如图3所示. 从图3可以看出, 系统纠缠度随时间的变化趋于稳定, 纠缠度为 0.81.

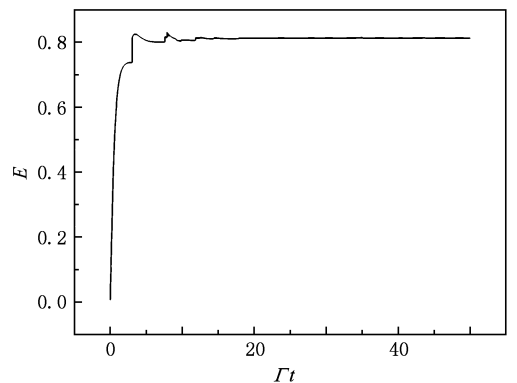


图3 系统纠缠度 E 随 Γt 的变化关系 参数 $\Omega/\Gamma = 0.25$, $\tilde{\lambda} = \frac{1}{4}\pi$, 初始状态为 $|gge\rangle$

4. 结 论

本文主要研究了有耗散的情况下基于量子跳跃的单光腔三原子系统的量子反馈控制. 研究发现:当反馈作用在某个原子上时,基于量子跳跃的量子反馈能够保护另外两个原子的最大纠缠态. 当反馈同时作用在三个原子上时,我们选择合适的参数可以得到两个基矢张开的无消相干子空间,并且利用量子轨迹蒙特卡罗波函数方法得到在一定的

初始条件下系统最终可以演化到这个子空间中三个原子之间纠缠度最大的态. 值得注意的是,当反馈同时作用在三个原子上,系统初始状态处于可分离态,存在耗散的情况下通过量子反馈控制最终得到了不随时间变化的稳定的三粒子纠缠态. 本文对于单光腔三原子系统量子反馈控制的研究表明,基于量子跳跃的反馈方案能够有效地克服量子消相干. 这为未来利用量子反馈制备稳定的多粒子量子纠缠态提供了一种新途径.

-
- [1] Bennett C H, Brassard G, Crepeau C, Jozsa R, Peres A, Wootters W K 1993 *Phys. Rev. Lett.* **70** 1895
- [2] Bouwmeester D, Pan J W, Mattle K, Eibl M, Weinfurter H, Zeilinger A 1997 *Nature* **390** 575
- [3] Zheng X J, Fang M F, Cai J W, Liao X P 2006 *Chin. Phys.* **15** 492
- [4] Chen X B, Du J Z, Wen Q Y, Zhu F C 2008 *Chin. Phys. B* **17** 771
- [5] Chen X B, Wen Q Y, Sun Z X, Shangguan L Y, Yang Y X 2010 *Chin. Phys. B* **19** 010303
- [6] Gao F, Wen Q Y, Zhu F C 2008 *Chin. Phys. B* **17** 3189
- [7] Bennett C H, Wiesner S J 1992 *Phys. Rev. Lett.* **69** 2881
- [8] Fu C B, Xia Y, Zhang S 2006 *Chin. Phys.* **15** 1682
- [9] Zheng X J, Xu H, Fang M F, Zhu K C 2010 *Chin. Phys. B* **19** 010309
- [10] Shor P W, Preskill J 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 441
- [11] Bennett C H, Brassard G 1984 *Proc. IEEE Int. Conf. Computers, Systems and Signal Processing* (New York: IEEE) pp175—179
- [12] He J, Ye L, Ni Z X 2008 *Chin. Phys. B* **17** 1597
- [13] Zhang J S, Xu J B 2009 *Chin. Phys. B* **18** 2288
- [14] Wu C W, Han Y, Deng Z J, Liang L M, Li C Z 2010 *Chin. Phys. B* **19** 010313
- [15] Bouwmeester D, Pan J W, Daniell M, Weinfurter H, Zeilinger A 1999 *Phys. Rev. Lett.* **82** 1345
- [16] Rauschenbeutel A, Nogues G, Osnaghi S, Bertet P, Brune M, Raimond J M, Haroche S 2000 *Science* **288** 2024
- [17] Sackett C A, Kielpinski D, King B E, Langer C, Meyer V, Myatt C J, Rowe M, Turchette Q A, Itano W M, Wineland D J, Monroe C 2000 *Nature* **404** 256
- [18] Roos C F, Lancaster G P T, Riebe M, Häffner H, Hänsel W, Gulde S, Becher C, Eschner J, Schmidt-Kaler F, Blatt R 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 220402
- [19] Yu T, Eberly J H 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 140404
- [20] Carvalho A R R, Mintert F, Buchleitner A 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 230501
- [21] Wiseman H M, Milburn G J 1993 *Phys. Rev. Lett.* **70** 548
- [22] Wiseman H M 1994 *Phys. Rev. A* **49** 2133
- [23] Wiseman H M, Milburn G J 1994 *Phys. Rev. A* **49** 1350
- [24] Wiseman H M 1994 *Ph. D. Dissertation* (Brisbane: University of Queensland)
- [25] Smith W P, Reiner J E, Orozco L A, Kuhr S, Wiseman H M 2002 *Phys. Rev. Lett.* **89** 133601
- [26] Armen M A, Au J K, Stockton J K, Doherty A C, Mabuchi H 2002 *Phys. Rev. Lett.* **89** 133602
- [27] Lahaye M D, Buu O, Camarota B, Schwab K C 2004 *Science* **304** 74
- [28] Geremia J M, Stockton J K, Mabuchi H 2004 *Science* **304** 270
- [29] Wang J, Wiseman H M, Milburn G J 2005 *Phys. Rev. A* **71** 042309
- [30] Yamamoto N 2005 *Phys. Rev. A* **72** 024104
- [31] Carvalho A R R, Hope J J 2007 *Phys. Rev. A* **76** 010301
- [32] Carvalho A R R, Reid A J S, Hope J J 2008 *Phys. Rev. A* **78** 012334
- [33] Li J G, Zou J, Shao B, Cai J F 2008 *Phys. Rev. A* **77** 012339
- [34] Xue D, Zou J, Li J G, Chen W Y, Shao B 2010 *J. Phys. B* **43** 045503
- [35] Orszag M 2000 *Quantum Optics: Including Noise Reduction, Trapped Ions, Quantum Trajectories, and Decoherence* (Berlin: Springer-Verlag) pp205—229
- [36] Borrás A, Majtey A P, Plastino A R, Casas M, Plastino A 2009 *Phys. Rev. A* **79** 022108

Controlling the entanglement among three atoms by quantum-jump-based feedback^{*}

Chen Yu Zou Jian[†] Li Jun-Gang Shao Bin

(*Department of Physics, Beijing Institute of Technology, Beijing 100081, China*)

(Received 12 March 2010; revised manuscript received 22 June 2010)

Abstract

We consider a model consisting of three two-level atoms in a heavily damped cavity. We show that the quantum-jump-based feedback can be used to generate a steady entangled state of three atoms against decoherence. When the feedback acts on just one of the atoms, it can protect a maximally entangled state of other two atoms. When the feedback acts on three atoms, by choosing appropriate parameters we can obtain a decoherence-free subspace spanned by two vectors, and by using quantum trajectory Monte Carlo wave function method we find that the maximally entangled state of three atoms in this decoherence-free subspace can be obtained for some specific initial conditions.

Keywords: entanglement, quantum feedback, quantum trajectory

PACC: 0367

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10974016).

[†] Corresponding author. E-mail : zoujian@bit.edu.cn