

doi: 10.3788/gzxb20164511.1127003

# 光纤耦合双光学腔系统的相干动力学

曹德伟, 张逸新, 胡征达

(江南大学 理学院 轻工光电工程技术研究中心, 江苏 无锡 214122)

**摘要:**为了研究量子相干性在腔量子电动力学系统中的动力学和分布特性,基于两个各自捕获原子系综的光学腔建立了双光学腔系统,腔与腔之间由光纤耦合.利用相对熵度量的量子相干性,引入量子相干非平衡性的概念,分析了系统中相干动力学和光纤-腔耦合强度对相干性分布的影响.结果表明:在强耦合极限下,光纤-腔耦合强度的增加有利于保持两腔中的原子的整体相干性;光纤-腔耦合强度、原子-腔耦合强度以及原子数三个参数之间满足特定条件时,腔内的原子相干性可以传输至另一个腔.考虑腔、光纤及原子都存在耗散的情形,对比了不同耗散速率和非耗散情形下的相干性演化,发现耗散使得耦合双腔系统的相干性以及各个腔中的原子相干性发生衰减.

**关键词:**量子光学;量子信息;量子相干性;退相干;腔量子电动力学;光纤

中图分类号:O413

文献标识码:A

文章编号:1004-4213(2016)11-1127003-7

## Dynamics of Quantum Coherence in a Fiber-coupled Two-cavity System

CAO De-wei, ZHANG Yi-xin, HU Zheng-da

(Research Center of Light Industrial Optoelectronic Engineering and Technology, School of Science, Jiangnan University, Wuxi, Jiangsu 214122, China)

**Abstract:** In order to explore the dynamics and distribution properties of quantum coherence in cavity quantum electro dynamics system, a system was built by connecting two cavities through an optical fiber, where an atomic ensemble could be trapped in each cavity. By employing the quantum relative entropy measure of quantum coherence and introducing the concept of quantum coherence imbalance, the coherence dynamics of the system and the influence of the fiber-cavity coupling strength on the coherence distribution were studied. It is found that the global coherence of the atoms in the two cavities preserves well in the strong coupling limit by increasing the fiber-cavity coupling strength, and perfect transfer of atomic coherence from one cavity to the other cavity can be realized under specific configurations for the fiber-cavity coupling strength, the atom-cavity coupling strength and the atom number. Considering the presence of dissipations for the cavities, fibers and atoms, the evolutions of coherence under different dissipation rates with that in the non-dissipation case were compared. It is shown that the coherence of the coupled two-cavity system and the atomic coherence in each cavity are both reduced by dissipations.

**Key words:** Quantum optics; Quantum information; Quantum coherence; Decoherence; Cavity quantum electro dynamic; Optical fiber

**OCIS Codes:** 270.0270; 270.5585; 270.5580; 030.1640

## 0 引言

纠缠是量子信息的核心概念之一,利用两体或多体量子态的纠缠性质可以实现很多经典信息理论中无

法完成的量子计算和量子信息任务,如量子密码术<sup>[1]</sup>、量子超密编码<sup>[2]</sup>及量子隐形传态<sup>[3]</sup>等.量子纠缠是执行这些量子任务所消耗的物理资源.通过对量子纠缠现象的定量研究,研究人员提出了关于纠缠的各种度

**基金项目:**国家自然科学基金(No. 11504140)、江苏省自然科学基金(No. BK20140128)和中央高校基本科研业务费专项资金(No. JUSRP51517)资助

**第一作者:**曹德伟(1991-),男,硕士研究生,主要研究方向为量子光学与量子信息. Email: cdw6141203005@sina.com

**导师(通讯作者):**胡征达(1986-),男,副教授,博士,主要研究方向为量子光学与量子信息. Email: huyuanda1112@jiangnan.edu.cn

**收稿日期:**2016-05-30; **录用日期:**2016-08-15

<http://www.photon.ac.cn>

量方法,如纠缠相对熵<sup>[4]</sup>、几何纠缠<sup>[5]</sup>、Negativity<sup>[6]</sup>和 Concurrence<sup>[7]</sup>等.另一方面,量子相干性是量子物理不同于经典物理的根本特征,源于量子力学的态叠加原理,是量子力学和量子信息科学中的基本概念<sup>[8]</sup>.特别是在量子信息科学中,相干性的存在是干涉、纠缠及量子相变等现象存在的前提条件.根据量子力学理论,量子相干源于态叠加原理,在选定一组基矢后,量子系统的相干性可以定性地通过其态密度矩阵的非对角元来判断.然而随着系统维度  $d$  的增加,密度算符非对角元相对于维度以  $d(d-1)$  的方式快速增加,这为刻画高维系统的量子相干性带来了困难.最近, Baumgratz 等系统地建立了针对  $d$  维量子系统的量子相干性描述的理论框架,给出了两种可以定量计算的相干性度量:  $l_1$  模相干性和量子相对熵相干性<sup>[9]</sup>.之后,其他种类的量子相干度量也相继被提出,如基于偏态信息的度量<sup>[10]</sup>、基于保真度和迹距离的度量<sup>[11-12]</sup>、基于 Schatten- $p$  模的度量<sup>[13]</sup>以及基于 Tsallis 相对熵的度量<sup>[14]</sup>.另外,研究表明量子相干性与一些非经典关联(如纠缠和 Discord)存在一定联系<sup>[15-16]</sup>.

在量子信息领域,腔量子电动力学(Quantum Electro Dynamics, QED)系统被认为是实现量子信息处理的潜在方案之一.尤其对于集成化的量子任务处理,腔 QED 系统结合光纤是非常有前景的方案<sup>[17]</sup>.由于微腔可以较好地保护原子和光子组成的系统不受外界环境的干扰,整个系统在动力学特征时间内能够保持良好的相干性.光纤则提供了光信息传输的理想通道,光纤的损耗可以达到 2.2 dB/km<sup>[18]</sup>,并且光纤和微腔可以实现理想的耦合,耦合效率超过 99.9%<sup>[19]</sup>.这些优势使得腔 QED 网络系统得到了广泛研究,例如 QED 网络中的量子态传输<sup>[20]</sup>、由光纤相连的分布式量子计算<sup>[21-22]</sup>、光纤耦合的多原子腔网络的量子逻辑门<sup>[23]</sup>、耦合腔中的纠缠传递<sup>[24]</sup>、开放式网络中的量子通讯<sup>[25]</sup>以及一维腔量子网络中的量子关联传输<sup>[26]</sup>等.然而,将量子相干性视作量子资源来研究基于腔 QED 系统的量子相干传输的工作目前鲜见报道.

本文中,两个各自捕获原子系综的光学腔经光纤耦合建立双光学腔模型,利用相对熵度量的量子相干性,讨论系统中的相干性动力学.考虑光纤-腔耦合强度对相干性分布的影响,通过量子相干非平衡性来讨论两腔之间原子相干性的传递特性,并研究了腔、光纤及原子存在耗散对腔阵列系统以及各个腔中的原子相干性的影响.

## 1 光纤耦合的腔阵列系统

考虑两个由光纤耦合的光学腔(分别标记为 A 和 B),每个腔中各自囚禁  $N$  个非相互作用的二能级原子,如图 1.

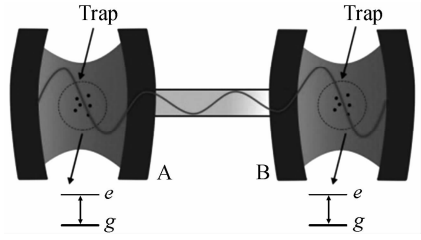


图 1 两个由光纤连接的用于捕获原子系综的 QED 腔  
Fig. 1 Two QED cavities of trapping atomic ensemble which are coupled by a fiber

描述整个系统相互作用的哈密顿量分为两部分,即原子-腔场部分和腔-光纤部分.引入腔  $\alpha$  ( $\alpha = A, B$ ) 中原子的集体升降算符,即

$$J_{\alpha}^{\pm} = \sum_{i=1}^N \sigma_{\alpha i}^{\pm} \quad (1)$$

式中,  $\sigma_{\alpha i}^{-} = |g_i\rangle_{\alpha} \langle e_i|$  和  $\sigma_{\alpha i}^{+} = (\sigma_{\alpha i}^{-})^{\dagger}$  分别表示原子的升降算符,  $|g_i\rangle_{\alpha}$  和  $|e_i\rangle_{\alpha}$  代表腔  $\alpha$  中的第  $i$  个原子的基态和激发态.则在旋波近似的条件下,原子-腔场间的相互作用哈密顿量可以表示为

$$H_{A,C} = \sum_{\alpha=A,B} (\lambda_{\alpha} J_{\alpha}^{-} a_{\alpha}^{\dagger} + \text{H. c.}) \quad (2)$$

式中,  $a_{\alpha}^{\dagger}$  表示腔  $\alpha$  的光子产生算符,  $\lambda_{\alpha}$  表示原子与腔  $\alpha$  的耦合强度.另一部分,腔场-光纤的相互作用哈密顿量可以表示为

$$H_{C,F} = \sum_{k=1}^{\infty} \eta_k [b_k (a_A^{\dagger} + (-1)^k \exp(i\phi) a_B^{\dagger}) + \text{H. c.}] \quad (3)$$

式中,  $b_k$  表示光纤的  $k$  模光子湮灭算符,  $\eta_k$  为腔场与  $k$  模光纤的耦合强度,  $\phi = 2\pi\omega l/c$  表示光子通过长度为  $l$  的光纤传播后的相位差.考虑短光纤情形( $\leq 1$  m),只有单模光纤与腔场产生有效耦合.因此,在这种情况下,哈密顿量  $H_{C,F}$  近似为

$$H_{C,F} = \eta [b (a_A^{\dagger} + a_B^{\dagger}) + \text{H. c.}] \quad (4)$$

式中,相位  $\phi$  已经被吸收到腔 B 的产生和湮灭算符中.为了简便起见,考虑共振情形(原子、腔场以及光纤模式的频率基本相等)以及均匀的原子的腔场耦合( $\lambda_A = \lambda_B = \lambda$ ),则在相互作用绘景中,包含了原子-腔-光纤的整个系统的哈密顿量可以表示为

$$H = \sum_{\alpha=A,B} [(\lambda J_{\alpha}^{-} a_{\alpha}^{\dagger} + \eta b (a_A^{\dagger} + a_B^{\dagger}) + \text{H. c.}] \quad (5)$$

对于整个系统的初始态,假设:光学腔 A 和 B 及光纤处于真空态  $|000\rangle_i$ ,将其中一个腔(如 A)中的原子制备为集体单激发的纠缠态  $\cos\theta|0, N\rangle_A + \sin\theta e^{i\phi}|1, N-1\rangle_A$ ,其中  $|0, N\rangle_A$  表示所有原子处于基态,  $|1, N-1\rangle_A$  表示只有一个原子处于激发态其余  $N-1$  个原子处于基态,  $\theta$  和  $\phi$  为实参数,满足  $0 \leq \theta < \pi$  和  $0 \leq \phi < 2\pi$ .另一个光学腔 B 中的原子都处于基态,即  $|0, N\rangle_B$ .由于整个系统的总激发数是一个守恒量,系统的演化子空间的基矢可以表示为

$$\begin{cases} |\varphi_0\rangle = |000\rangle_f |0, N\rangle_A |0, N\rangle_B \\ |\varphi_1\rangle = |000\rangle_f |0, N\rangle_A |1, N-1\rangle_B \\ |\varphi_2\rangle = |000\rangle_f |1, N-1\rangle_A |0, N\rangle_B \\ |\varphi_3\rangle = |001\rangle_f |0, N\rangle_A |0, N\rangle_B \\ |\varphi_4\rangle = |010\rangle_f |0, N\rangle_A |0, N\rangle_B \\ |\varphi_5\rangle = |100\rangle_f |0, N\rangle_A |0, N\rangle_B \end{cases} \quad (6)$$

式中,  $|n_A n_f n_B\rangle_f$  表示腔 A、光纤以及腔 B 中光子的占

据数分别为  $n_A$ 、 $n_f$  和  $n_B$ . 系统在任意  $t$  时刻的演化态为

$$|\Psi(t)\rangle = x_0 |\varphi_0\rangle + x_1 |\varphi_1\rangle + x_2 |\varphi_2\rangle + x_3 |\varphi_3\rangle + x_4 |\varphi_4\rangle + x_5 |\varphi_5\rangle \quad (7)$$

根据整个系统的初态  $|\Psi(0)\rangle = |000\rangle_f \otimes (\cos\theta |0, N\rangle_A + \sin\theta e^{i\phi} |1, N-1\rangle_A) \otimes |0, N\rangle_B$ , 通过求解薛定谔方程可以得到各个系数, 即

$$\begin{cases} x_0 = \cos \theta \\ x_1 = \sin \theta \cdot \exp(i\phi) \left( \frac{\chi^2}{1+2\chi^2} - \frac{1}{2} \cos(\sqrt{N}\lambda t) + \cos(\sqrt{1+2\chi^2}\sqrt{N}\lambda t) / [2(1+2\chi^2)] \right) \\ x_2 = \sin \theta \cdot \exp(i\phi) \left( \frac{\chi^2}{1+2\chi^2} + \frac{1}{2} \cos(\sqrt{N}\lambda t) + \cos(\sqrt{1+2\chi^2}\sqrt{N}\lambda t) / [2(1+2\chi^2)] \right) \\ x_3 = \sin \theta \cdot \exp(i\phi) \left( -\frac{i}{2} \sin(\sqrt{N}\lambda t) + i \sin(\sqrt{1+2\chi^2}\sqrt{N}\lambda t) / [2\sqrt{1+2\chi^2}] \right) \\ x_4 = \sin \theta \cdot \exp(i\phi) \left( -\frac{\chi}{1+2\chi^2} + r \cos(\sqrt{1+2\chi^2}\sqrt{N}\lambda t) / [1+2\chi^2] \right) \\ x_5 = \sin \theta \cdot \exp(i\phi) \left( \frac{i}{2} \sin(\sqrt{N}\lambda t) + i \sin(\sqrt{1+2\chi^2}\sqrt{N}\lambda t) / [2\sqrt{1+2\chi^2}] \right) \end{cases} \quad (8)$$

式中,  $\chi = \eta / (\sqrt{N}\lambda)$ . 通过对式(7)求不同的偏迹可以

得到原子部分的约化密度矩阵  $\rho_{AB}$  为

$$\rho_{AB} = \begin{pmatrix} |x_0|^2 + |x_3|^2 + |x_4|^2 + |x_5|^2 & x_0 x_1^* & x_0 x_2^* & 0 \\ x_1 x_0^* & |x_1|^2 & x_1 x_2^* & 0 \\ x_2 x_0^* & x_2 x_1^* & |x_2|^2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (9)$$

腔 A 中原子的约化密度矩阵  $\rho_A$  为

$$\rho_A = \begin{pmatrix} |x_0|^2 + |x_1|^2 + |x_3|^2 + |x_4|^2 + |x_5|^2 & x_0 x_2^* \\ x_2 x_0^* & |x_2|^2 \end{pmatrix} \quad (10)$$

腔 B 中原子的约化密度矩阵  $\rho_B$  为

$$\rho_B = \begin{pmatrix} |x_0|^2 + |x_2|^2 + |x_3|^2 + |x_4|^2 + |x_5|^2 & x_0 x_1^* \\ x_1 x_0^* & |x_1|^2 \end{pmatrix} \quad (11)$$

约化密度矩阵可以用于讨论腔 A 和腔 B 之间原子的量子相干性传递.

## 2 量子相干性动力学

选取一个与希尔伯特空间  $H$  (其维度为  $d = \dim(H)$ ) 相对应的量子系统  $X$ , 该空间一组标准正交基为  $\{|j\rangle\}_{j=0}^{d-1}$ . 而非相干性的量子态为该基下能对角化的量子态, 它的一般形式为

$$\delta = \sum_j \delta_j |j\rangle\langle j| \quad (12)$$

在定基  $\{|j\rangle\}_{j=0}^{d-1}$  下的所有满足式(12)的量子态的集合为  $I$ . 在量子系统  $X$  中, Baumgratz 等提出用任意量子态  $\rho$  与非相干态集合  $I$  之间的最小“距离”去描述量子态相干性, 即相对熵相干性

$$C_r(\rho) = \min_{\delta \in I} S(\rho \| \delta) \quad (13)$$

式中,  $S(\rho \| \delta) = \text{Tr}(\rho \log_2 \rho - \rho \log_2 \delta)$  为量子相对熵. 相对熵相干性有诸多优良的性质, 例如, 它们是非负的, 并且在退相干操作下不增加. 同时, 对于任意量子态  $\rho$ , 在固定正交基  $\{|j\rangle\}_{j=0}^{d-1}$  下, 可以展开成  $\rho = \sum_{j,j'} \rho_{j,j'} |j\rangle\langle j'|$  的形式, 从而相对熵相干性可以表示为

$$C_r(\rho) = S(\rho_{\text{diag}}) - S(\rho) \quad (14)$$

式中,  $\rho_{\text{diag}} = \sum_j \rho_{j,j} |j\rangle\langle j|$  为量子态  $\rho$  最近的非相干性态,  $S(\rho) = -\text{Tr} \rho \log_2 \rho$  则是冯诺依曼熵. 根据式(14), 可以把相对熵相干性理解为由退相干造成密度矩阵非对角项消失而产生的熵增量.

根据式(14)和约化密度矩阵式(9)~(11), 可以计算得到任意  $t$  时刻腔 A 和 B 中原子整体的相干性  $C_{AB}(t)$  以及各自约化密度矩阵的相干性  $C_A(t)$  和  $C_B(t)$ . 为了研究参数  $\chi$  对腔 A 和 B 中原子的相干性以及腔 A 和 B 各自的原子相干性分布的影响, 绘制了  $C_{AB}(t)$ 、 $C_A(t)$  和  $C_B(t)$  随  $\chi$  和  $t$  的变化关系, 如图 2. 图 2(a)中, 当腔-光纤耦合  $\eta$  较弱时, 即  $\chi = \eta / (\sqrt{N}\lambda) < 1$ , 腔 A 和 B 中原子的总相干性呈现振幅较大的快速振荡行为. 从两个独立腔中的原子相干性看出, 腔 A 原子相干性  $C_A(t)$  从初始的最大值 0.5 开始衰减, 然后恢

复快速振荡(图 2(b)),腔 B 的原子相干性  $C_B(t)$  则从初始值 0 增大至最大值然后衰减(图 2(c)). 随着  $\chi$  增大,即腔-光纤耦合  $\eta$  较强时, $C_{AB}(t)$  振荡的频率和幅度都相应减小. 这说明随着腔-光纤耦合的增强,腔-腔之间的光子交互频率增大,使得两腔中原子的整体相干性开始趋于稳定,两个腔中原子的相干性演化步调趋于同步,即  $C_A(t)$  最大值伴随  $C_B(t)$  最小值,反之亦然.

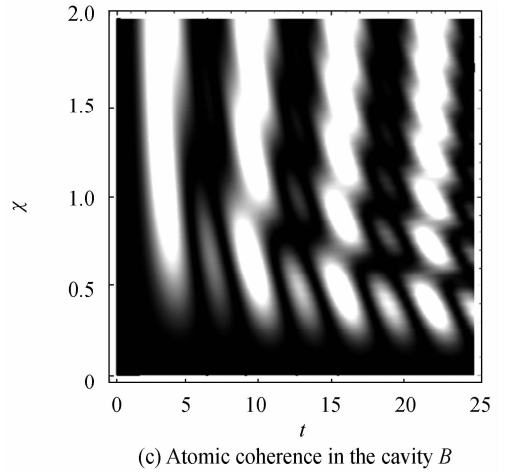
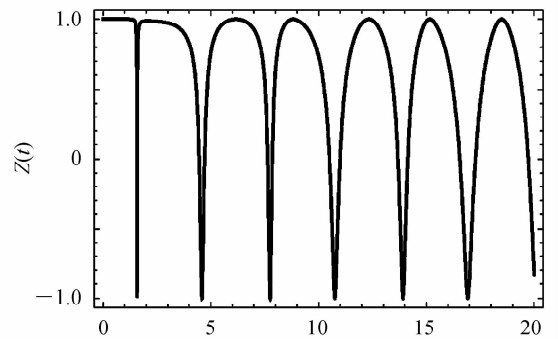
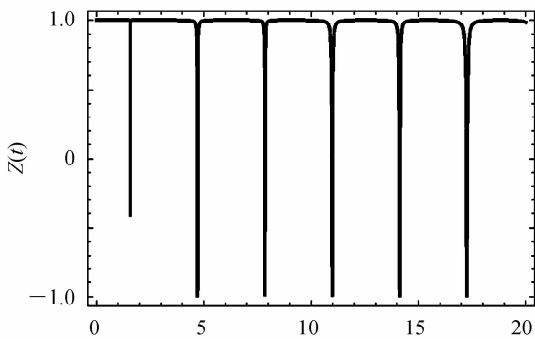
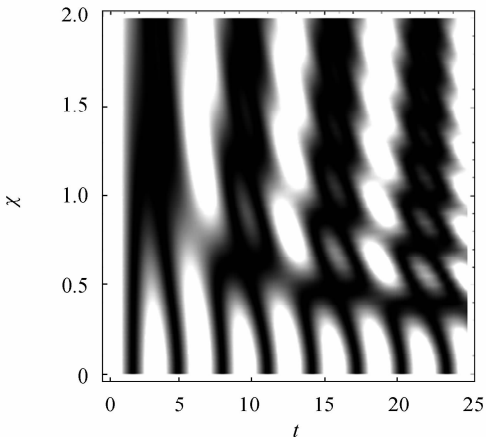
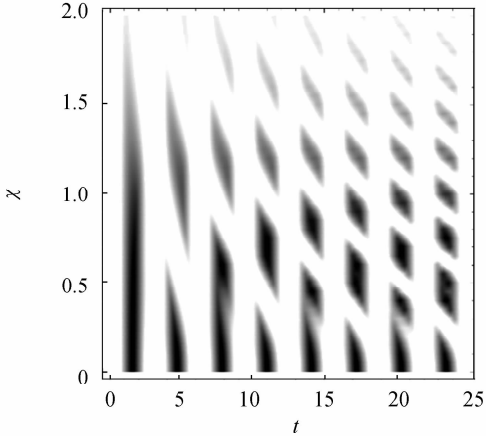


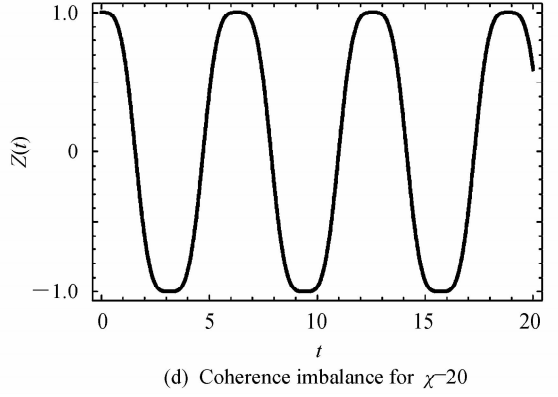
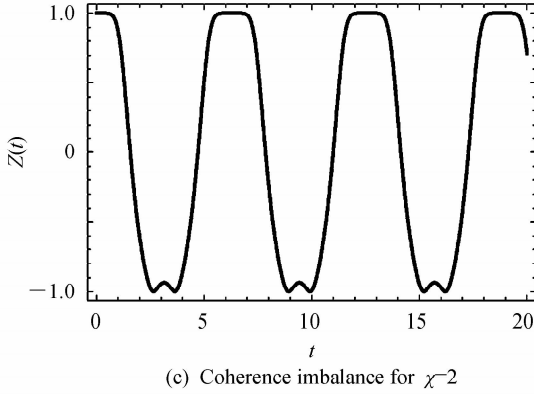
图 2 原子相干性随参数  $\chi$  和时间  $t$  的演化行为  
Fig. 2 The atomic coherence as a function of  $\chi$  and  $t$

为了进一步描述腔 A 和腔 B 间原子相干性传递情形,引入量子相干非平衡性的概念,定义为

$$z(t) = \frac{C_A(t) - C_B(t)}{C_A(t) + C_B(t)} \quad (15)$$

图 3 为参数  $\chi$  取不同值(0.05、0.2、2 和 20)的情形下,量子相干非平衡性  $z(t)$  随时间  $t$  演化的动力学行为. 图 3(a)中,在  $\chi=0.05$  的情况下, $z(t)$  基本维持为 1,这是由于在弱的腔-光纤耦合条件下,两个腔可以视为独立演化,各自的腔原子相干性倾向于局域化于自己腔中(与腔中光子交互),腔 A 的原子相干性传输受限,使得腔 B 的原子始终接收不到相干性. 由图 3(b)~(d)发现,随着参数  $\chi$  值的增加,腔 B 中原子渐渐地产生了相干性. 特别地,在强的腔-光纤耦合条件下,如图 3(d),可以实现相干性的完美传输( $z=-1$ ), $z(t)$  在初始最大值( $z=1$ )与最小值( $z=-1$ )之间作简谐式周期振荡. 由此可以判断,在强的腔-光纤耦合条件下,可以实现腔 A 和腔 B 之间原子相干性的双向完美传输.

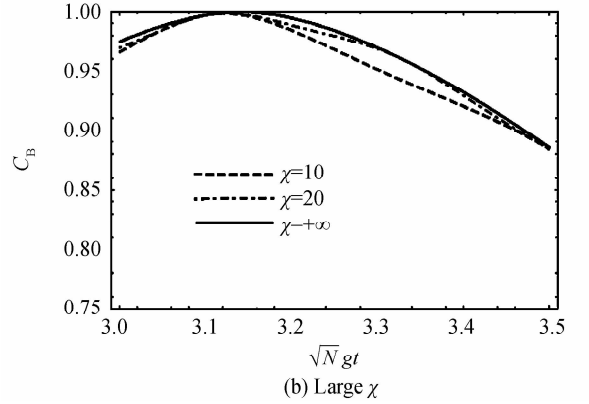
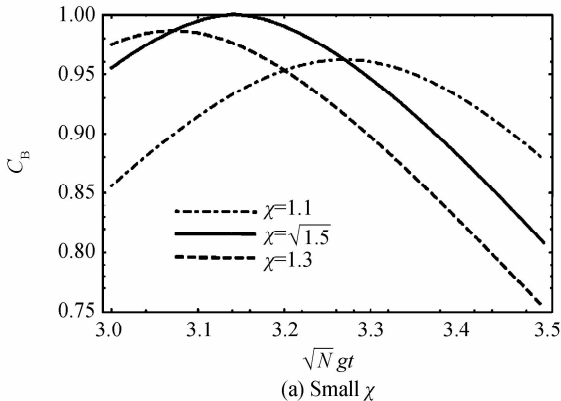


图3 相干非平衡性  $z(t)$  在不同  $\chi$  的情况下随时间  $t$  的演化Fig. 3 The coherence imbalance  $z(t)$  as a function of  $t$  for different  $\chi$ 

选取 B 腔作为研究对象,研究参数  $\chi$  对相干性传输的影响.  $\chi$  较小和  $\chi$  较大的情况下,腔 B 中原子相干性随  $\sqrt{N}gt$  的动力学演化分别如图 4(a) 和 (b). 从图中可以发现对于任意  $\chi$ , 腔 B 中原子相干性随时间的演化都是先增大再减小, 这印证了两腔之间的原子相干性可以互相传递. 从图 4(a) 发现, 在相同时刻, 这三种情况下的原子相干性大小随着时间交替变化, 并且在  $\chi = \sqrt{3}/2$  时, 腔 B 中原子相干性的极大值大于  $\chi$  分别为 1.1 和 1.3 时的极大值, 这是因为由式 (8) 可知在  $t = \pi/\sqrt{N}g$  时刻, 当  $\chi$  满足  $\chi = \sqrt{(4k^2 - 1)/2}$ ,  $k = 1, 2, 3, \dots$  时, 可以实现两个腔之间原子相干性的完美传递, 即

$$|\Psi(\pi/\sqrt{N}g)\rangle = \cos\theta|000\rangle_i \otimes |0, N\rangle_A \otimes |0, N\rangle_B + \sin\theta e^{i\varphi}|000\rangle_i \otimes |0, N\rangle_A \otimes |1, N-1\rangle_B$$

从图 4(b) 中可以看出, 在  $\chi$  较大的条件下, 腔 B 中原子的相干性会随  $\chi$  的增大而增大, 极大值也都趋近于 1, 这也反映了腔中的原子相干性会随着参数  $\chi$  的增加而趋于稳定. 对比图 4(a) 和 (b) 可知, 腔中原子的相干性和  $\chi$  的值密切相关, 并且  $\chi$  较小和较大时对腔中原子相干性的影响不同, 它们既有联系又有区别.

图4 腔 B 中的原子在不同条件下接收的相干性  
Fig. 4 The atomic coherence received in cavity B for different conditions

### 3 退相干对原子相干性的影响

整个系统在耗散条件的演化由 Markov 主方程为

$$\frac{d\rho}{dt} = -i[H, \rho] + \frac{\gamma_a}{2} \sum_{i=1}^N \sum_{\alpha=A, B} L[\sigma_{\alpha}^-] \rho + \frac{\gamma_c}{2} \sum_{\alpha=A, B} L[a_{\alpha}] \rho + \frac{\gamma_l}{2} L[b] \rho \quad (16)$$

式中,  $L[o] = 2o\rho o^\dagger - o^\dagger o\rho - \rho o^\dagger o$ , 参数  $\gamma_a$ ,  $\gamma_c$  和  $\gamma_l$  分别表示原子、腔以及光纤的耗散速率, 并且  $\rho$  的演化可以通过 Monte Carlo 波函数 (也被称之为量子轨道) 进行数值模拟<sup>[28-29]</sup>. 为了方便起见, 只考虑  $N=1$ , 即腔中只有一个原子的情况. 整个系统可以视为在非厄米哈密顿量下的演化, 即

$$H_{\text{eff}} = H - \frac{i}{2} \sum_{m=1}^5 C_m^\dagger C_m \quad (17)$$

式中,  $C_1 = \sqrt{\gamma_a} \sigma_{A1}^-$ ,  $C_2 = \sqrt{\gamma_a} \sigma_{B1}^-$ ,  $C_3 = \sqrt{\gamma_c} a_A$ ,  $C_4 = \sqrt{\gamma_c} a_B$  及  $C_5 = \sqrt{\gamma_l} b$  皆为衰减算符.

图 5 描绘了存在退相干时, 原子相干性在  $\gamma$  参数不同的情况下随时间  $t$  的动力学演化. 为了方便起见,

采用非归一化的相干性度量, 并取  $\gamma_a = \gamma_c = \gamma_f = \gamma$ . 从图 5(a)和(b)中原子相干性的第一次衰减和图 5(c)中第一次恢复过程中, 可以看出原子相干性受耗散的影响较小. 并且, 在图 5(a)和(c)中, 原子相干性的衰减率和恢复率因耗散的存在而减缓, 即在第一次衰减之后, 原子相干性恢复的幅度在耗散的影响下变小, 并且与耗散率成正比. 而在图 5(c)中, 腔 A 中原子相干性在第一次衰减之后没有立刻恢复, 这一现象印证了第二节探讨的两腔之间量子相干性传递的结论. 随着耗散率变大, 整个系统、腔 A 和腔 B 中原子的相干性都会因强耗散率而削减. 通过图 5 可以看到, 耗散导致原子相干性在演化过程中遭受破坏, 并且耗散率越大原子相干性被削弱的程度越大.

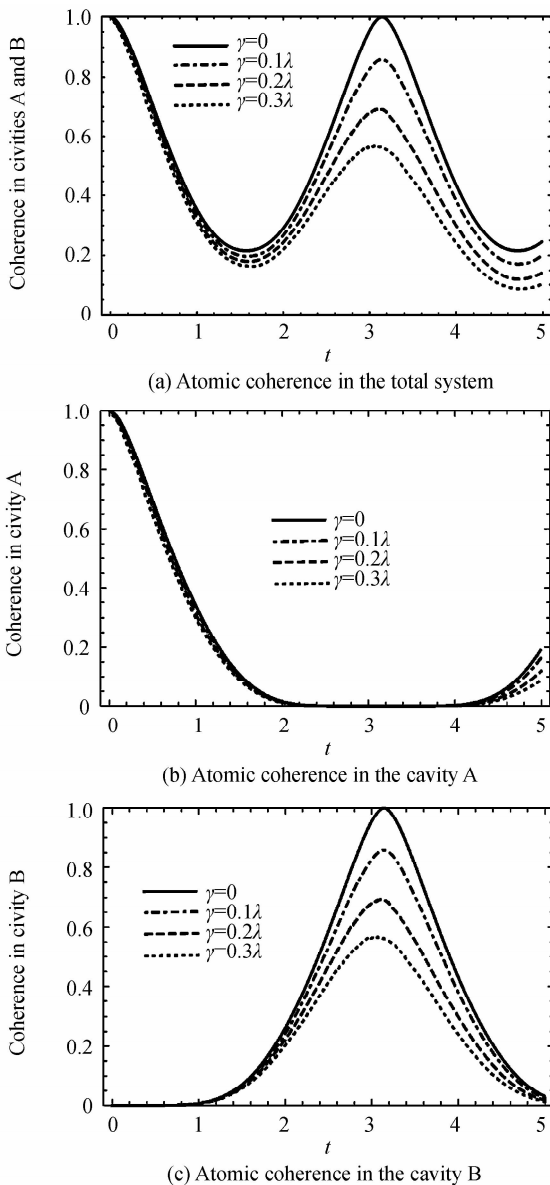


图 5 存在退相干时, 原子相干性随时间  $t$  的演化行为  
Fig. 5 The atomic coherence as a function of  $t$  in the dissipative case for different dissipation rates

## 4 结论

基于由光纤耦合的各自囚禁原子系综的双光学腔系统, 利用相对熵度量的量子相干性, 研究了整个系统和两个腔中的原子相干性动力学和分布特性. 考虑初始时刻原子处于最大纠缠态, 研究了光纤-腔耦合强度对量子相干分布的影响. 结果表明, 光纤-腔耦合强度越大, 则腔-腔之间的光子交互频率越大, 这有利于保持两腔中原子的整体相干性. 另外, 通过引入量子相干非平衡性的概念, 讨论了两腔之间原子相干性的传递, 发现在强的腔-光纤耦合条件下, 腔之间原子相干性的传输效果较好. 并且, 当参数  $\chi$  满足  $\chi = \sqrt{(4k^2 - 1)/2}$ ,  $k=1, 2, 3, \dots$  时, 腔之间的原子相干性可以完美地传递. 最后, 研究了腔、光纤以及原子存在耗散的非理想情况, 发现耗散速率越大, 整个系统以及各个腔中的原子相干性被削减的程度就越大. 研究结果可为进一步理解量子相干性提供理论参考.

### 参考文献

- [1] EKERT A K. Quantum cryptography based on Bell's theorem [J]. *Physical Review Letters*, 1991, **67**(6): 661-663.
- [2] BENNETT C H, WIESNER S J. Communication via one-and two-particle operators on Einstein-Podolsky-Rosen states[J]. *Physical Review Letters*, 1992, **69**(20): 2881-2884.
- [3] BENNETT C H, BRASSARD G, CREPEAU C, *et al.* Teleporting an unknown quantum state via dual classical and Einstein-Podolsky-Rosen channels [J]. *Physical Review Letters*, 1993, **70**(13): 1895-1899.
- [4] VEDRAL V, PLENIO M B. Entanglement measures and purification procedures[J]. *Physical Review A*, 1998, **57**(3): 1619-1633.
- [5] WEI T C, GOLDBRAT P M. Geometric measure of entanglement and applications to bipartite and multipartite quantum states [J]. *Physical Review A*, 2003, **68**(4): 042307.
- [6] VIDAL G, WERNER R F. Computable measure of entanglement[J]. *Physical Review A*, 2002, **65**(3): 032314.
- [7] WOOTTERS W K. Entanglement of formation of an arbitrary state of two qubits[J]. *Physical Review Letters*, 1998, **80**(10): 2245-2248.
- [8] ABERG J. Quantifying superposition [EB/OL]. [2016-05-30]. <https://arxiv.org/pdf/quant-ph/0612146.pdf>.
- [9] BAUMGRATZ T, CRAMER M, PLENIO M B. Quantifying coherence[J]. *Physical Review Letters*, 2014, **113**(14): 140401.
- [10] GIROLAMI D. Observable measure of quantum coherence in finite dimensional systems [J]. *Physical Review Letters*, 2014, **113**(17): 170401.
- [11] SHAO L-H, XI Z J, FAN H, *et al.* Fidelity and trace-norm distances for quantifying coherence [J]. *Physical Review A*, 2015, **91**(4): 042120.
- [12] RANA S, PARASHAR P, LEWENSTEIN M. Trace-distance measure of coherence[J]. *Physical Review A*, 2016, **93**(1): 012110.
- [13] STRELTISOV A. Genuine quantum coherence [EB/OL]. [2016-05-30]. <https://arxiv.org/pdf/1511.08346v1.pdf>.

- [14] RASTEGIN A E. Quantum coherence measures based on the Tsallis relative  $\alpha$ -entropies[EB/OL]. [2016-05-30]. <https://arxiv.org/pdf/1512.06652v3.pdf>
- [15] XI Z, LI Y, FAN H. Quantum coherence and correlations in quantum system[J]. *Scientific Reports*, 2015, **5**:10922.
- [16] STRELESOV A, SINGH U, DHAR H S, *et al.* Measuring quantum coherence with entanglement[J]. *Physical Review Letters*, 2015, **115**(2): 020403.
- [17] REISERER A, REMPE G. Cavity-based quantum networks with single atoms and optical photons [J]. *Reviews of Modern Physics*, 2015, **87**(4): 1379-1417.
- [18] GORDON K J, FERNANDEZ V, TOWNSEND P D, *et al.* A short wavelength gigahertz clocked fiber-optic quantum key distribution system [J]. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 2004, **40**(7): 900-908.
- [19] SPILLANE S M, KIPPENBERG T J, PAINTER O J, *et al.* Ideality in a fiber-taper-coupled microresonator system for application to cavity quantum electrodynamics[J]. *Physical Review Letters*, 2003, **91**(4): 043902.
- [20] CIRAC J I, ZOLLER P, KIMBLE H J, *et al.* Quantum state transfer and entanglement distribution among distant nodes in a quantum network[J]. *Physical Review Letters*, 1997, **78**(16): 3221-3224.
- [21] PELLIZZARI T. Quantum networking with optical fibres [J]. *Physical Review Letters*, 1997, **79**(26): 5242-5245.
- [22] SERAFINI A, MANCINI S, BOSE S. Distributed quantum computation via optical fibers[J]. *Physical Review Letters*, 2006, **96**(1): 010503.
- [23] YIN Z, LI F. Multiatom and resonant interaction scheme for quantum state transfer and logical gates between two remote cavities via an optical fiber[J]. *Physical Review A*, 2007, **75**(1): 012324.
- [24] ZHANG Y Q, HU Z D, XU J B. Entanglement transfer through arrays of cavities coupled by optical fibers [J]. *International Journal of Theoretical Physics*, 2011, **50**(8): 2438-2445.
- [25] HU Z D, ZHANG Y Q, XU J B. Quantum communication through open-ended quantum networks [J]. *Journal of Physics A: Mathematical and Theoretical*, 2011, **44**(42): 425303.
- [26] HU Z D, ZHANG Y, ZHANG Y Q. Propagation of nonclassical correlations through one-dimensional quantum networks[J]. *Quantum Information Processing*, 2014, **13**(8): 1841-1855.
- [27] KIMBLE H J. The quantum internet[J]. *Nature*, 2008, **453**: 1023.
- [28] DALIBARD J, CASTIN Y, MOLMER K. Wave-function approach to dissipative processes in quantum optics [J]. *Physical Review Letters*, 1992, **68**(5): 580-583.
- [29] PLENIO M B, KNIGHT P L. The quantum-jump approach to dissipative dynamics in quantum optics[J]. *Reviews of Modern Physics*, 1998, **70**(1): 101-144.